



Universidad
Zaragoza



TRABAJO DE FIN DE MASTER
MASTER DE FÍSICA Y TECNOLOGÍAS FÍSICAS

DESARROLLO DE UN DETECTOR MICROMEGLAS DE RAYOS X
DE MUY BAJO FONDO PARA EL FUTURO OBSERVATORIO
INTERNACIONAL DE AXIONES (IAXO)

AUTORA:

María Pilar Sampériz Cerezo

DIRECTORES:

Igor García Irastorza
Theopisti Dafni

Facultad de Ciencias
Zaragoza, 27 de junio de 2019

Abstract

This project focuses its attention on the IAXO experiment, a helioscope that tries to detect axions. A prototype of its detector, called IAXO-D0, has been built at the University of Zaragoza. The aim of this dissertation is the study of the contribution to the background model for this prototype of cosmic muons, cosmic neutrons and high energy cosmic neutrons. In order to achieve it, multiple Monte Carlo simulations have been performed with the REST tool. For the elaboration of these simulations, two types of gases are going to be used: Ar + iC_4H_{10} and Xe + iC_4H_{10} . The value obtained for the total background is $b < 1.30 \times 10^{-6}$ counts/(keV \times cm² \times s) for the argon mixture and $b < 2.40 \times 10^{-6}$ counts/(keV \times cm² \times s) for the xenon mixture. It is deduced that the level of muons and neutrons obtained agrees, in first approximation, with that experimentally measured level in CAST and IAXO-D0. In addition, through the modification of the shielding it has been observed that as the thickness is greater, the value of the normalized background also increases.

Resumen

Este proyecto centra su atención en el experimento IAXO, un helioscopio que pretende detectar axiones. Se ha construido un prototipo de su detector en la Universidad de Zaragoza, denominado IAXO-D0. El objetivo de este trabajo consiste en estudiar la contribución al modelo de fondo para este prototipo de los muones cósmicos, los neutrones cósmicos y los neutrones cósmicos de alta energía. Para ello, se han realizado múltiples simulaciones Monte Carlo con la herramienta REST. Para la elaboración de dichas simulaciones se van a emplear dos tipos de gases: Ar + iC_4H_{10} y Xe + iC_4H_{10} . Se obtiene un valor para el fondo total de $b < 1.30 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s) para la mezcla de argón y $b < 2.40 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s) para la mezcla de xenón. Se deduce que el nivel de muones y de neutrones obtenido concuerda, en primera aproximación, con lo medido experimentalmente en CAST y en IAXO-D0. Además, a través de la modificación del blindaje se ha observado que a medida que el grosor es mayor, también aumenta el valor del fondo normalizado.

Índice de contenidos

1. Introducción	1
2. Desarrollo	3
2.1. Evidencias sobre la existencia de Materia Oscura	3
2.1.1. Escala galáctica	4
2.1.2. Escala de cúmulos de galaxias	5
2.1.3. Escala cosmológica	5
2.2. Candidatos a Materia Oscura: el axión	6
2.3. Detección directa para axiones	9
2.4. Experimento CAST	10
2.5. Experimento IAXO	13
3. Simulaciones	16
3.1. Modelo de fondo	16
3.2. Herramientas	17
3.3. Trabajos lanzados	17
3.4. Resultados	22
4. Conclusiones	27
5. Bibliografía	29

Lista de acrónimos

- Mecánica Cuántica: QM
- Relatividad General: GR
- Modelo Estándar: SM
- Gran Colisionador de Hadrones: LHC
- Carga-Paridad: CP
- Cromodinámica cuántica: QCD
- Cámara de Proyección Temporal: TPC
- Fondo cósmico de microondas: CMB
- ratio señal-ruido: SNR
- Laboratorio Subterráneo de Canfranc: LSC
- Sistema de adquisición de datos: DAQ
- the CERN Axion Solar Telescope: CAST
- the International Axion Observatory: IAXO
- Axion Dark Matter eXperiment: ADMX
- Light Shinning through Walls: LSW
- Axion Like Particle Search: ALP
- Optical Search for Quantum Electrodynamics Vacuum Bifringence, Axions and Photon Regeneration: OSQAR
- CERN Resonant WISP Search: CROWS

1. Introducción

A comienzos del siglo XX surge la Mecánica Cuántica (QM) y la Relatividad General (GR), que modelizan lo que hoy en día se conoce como física moderna. Este siglo culminó con el establecimiento del Modelo Estándar (SM) de la física de partículas, una teoría que predice todos los resultados obtenidos hasta la fecha en esta área de conocimiento.

A pesar de ello, existen razones para creer que el Modelo Estándar no es una teoría fundamental de la naturaleza. De hecho, se han observado diferentes hallazgos que evidencian la incompletitud del Modelo Estándar. Entre ellos, uno de los problemas abiertos más importantes en el área de la cosmología y de la física de partículas es el dilema de la Materia Oscura. Se ha revelado que el universo está conformado por un 68.3 % de energía oscura y sólo el 31.7 % restante conforma la materia. Dentro de ese restante, la materia que conocemos hasta la fecha corresponde aproximadamente al 15.5 % del total. Esta materia es la que se denomina como materia bariónica y el resto es de origen desconocido y se denomina Materia Oscura.

Sin embargo, pese al éxito del Modelo Estándar, esta teoría no dispone de ninguna partícula con las propiedades adecuadas para explicar la Materia Oscura. Esto ha motivado la búsqueda de una extensión del Modelo Estándar cuyas partículas sean buenos candidatos a Materia Oscura.

Una de las principales extensiones que se ha desarrollado es la supersimetría (SUSY), que predice la existencia de una partícula masiva de interacción débil o WIMP. Esta teoría resuelve diversos problemas teóricos tales como la jerarquía en el Modelo Estándar, la unificación de los acoplos gauge y el asunto de la Materia Oscura. Sin embargo, a día de hoy, ninguno de los grandes experimentos, como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN, ha encontrado todavía ninguna prueba concluyente de la existencia de la supersimetría. De la misma manera, ninguno de los experimentos en los laboratorios subterráneos ha encontrado una evidencia firme de la existencia de los WIMPs. Esta ausencia de detección de supersimetría en el LHC y de los WIMPs en los detectores subterráneos, aunque no desecha la teoría por completo, ha potenciado el interés de otras alternativas como los axiones.

Los axiones fueron propuestos en 1977 por R. Peccei y H. Quinn para explicar uno de los grandes problemas del Modelo Estándar, el problema CP fuerte. Aunque cabría esperar cierta violación de la simetría de Carga-Paridad (CP) en la cromodinámica cuántica (QCD), dicha violación no se observa experimentalmente, fruto del problema CP fuerte. Desde la aportación de los autores previamente citados se han realizado diferentes experimentos con el objetivo de encontrar la existencia de esta partícula. Entre ellos, destaca el experimento CAST (the CERN Axion Solar Telescope), que estuvo en funcionamiento desde el año 2003 hasta el año 2015. Su gran contribución al establecer cotas en la interacción de los axiones y su excelente rendimiento han sido motivación para desarrollar el experimento IAXO (the International Axion Observatory).

La física teórica evidencia que, en caso de existir estas partículas hipotéticas, los fotones térmicos producidos en el Sol podrían convertirse en axiones en presencia de campos electromagnéticos intensos. Esto es lo que se denomina efecto Primakoff. El efecto inverso, en el que los axiones se convierten en fotones al encontrar un campo magnético intenso también puede ocurrir. Es precisamente dicho efecto inverso el fundamento de estos experimentos. En CAST e IAXO el proceso de detección se basa en el principio del helioscopio de axiones, cuya técnica consiste en dirigir unos telescopios hacia el Sol que convertirían los axiones en fotones (rayos X) al emplear un campo magnético intenso.

La señal que se produce en estos detectores es considerablemente baja y es por ello que se necesitan detectores de ultra-bajo fondo. El experimento CAST utilizó una Cámara de Proyección Temporal (TPC) con plano de lectura Micromegas ¹ y el experimento IAXO, con un detector

¹Véase capítulo 2.4

similar, pretende alcanzar sensibilidades mucho mayores que las de CAST (4 o 5 órdenes de magnitud mejores en términos de cociente señal-fondo).

Actualmente, el prototipo IAXO-D0 se encuentra ya en funcionamiento en Zaragoza tomando datos sobre el fondo y evaluando la calidad del detector. Al mismo tiempo, se están desarrollando simulaciones, esencialmente de muones y rayos cósmicos, para construir un modelo de fondo adecuado. Además, se han realizado simulaciones de radioactividad natural y de los componentes del detector, aunque estos componentes quedan muy por debajo de los niveles experimentales.

En este trabajo se abordan dos objetivos primordiales. Por una parte, se realiza una búsqueda bibliográfica concisa sobre las evidencias de la Materia Oscura y se analiza en profundidad el posible candidato conocido como axión en el experimento IAXO. Por otro lado, este estudio colabora con el experimento para su mejora y desarrollo. Para ello, se estudiará el modelo de fondo para el prototipo IAXO-D0 donde, por medio de distintas simulaciones para los muones y neutrones cósmicos (modificando el espesor de la capa de plomo del experimento), se han analizado y comprendido sus consecuencias. Se estudian estas componentes porque, en particular los muones, son la componente más crítica para el fondo normalizado, pues se parte de la hipótesis de que son la componente mayoritaria en el nivel actual experimental de CAST. El objetivo de IAXO-D0 es, en general, validar esa hipótesis y demostrar que se puede disminuir el fondo un orden de magnitud, hasta 10^{-7} , que es el objetivo propuesto para BabyIAXO. Este trabajo se introducirá en el grupo de investigación, con el objetivo de obtener unos resultados útiles para el posterior desarrollo del experimento.

2. Desarrollo

2.1. Evidencias sobre la existencia de Materia Oscura

Desde el desarrollo en el siglo XVII de la Ley de Gravitación Universal de Newton, han sido muchos los esfuerzos por obtener los valores de las masas de objetos celestes y sus trayectorias. Sin embargo, se han encontrado diferentes limitaciones que han hecho complicado este desarrollo. Se encuentran comportamientos que no se ajustan a los valores teóricos esperados, por lo que se deducen dos hipótesis: puede ocurrir que la teoría no sea válida o puede ocurrir que exista algún elemento que no se esté teniendo en cuenta. Esta segunda hipótesis haría referencia al concepto de Materia Oscura.

A escalas cosmológicas, se asume que el universo es homogéneo e isótropo. Comenzando con estas suposiciones, la métrica que rige este principio cosmológico puede depender del tiempo y se conoce como métrica de Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW)². Para unidades de $c = 1$, esta métrica se escribe mediante la siguiente ecuación:

$$ds^2 = -dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (2.1)$$

donde se identifica como r , θ y ϕ la distancia comóvil en coordenadas polares, $a(t)$ el factor de escala y κ la curvatura del universo. La distancia comóvil representa la expansión del universo, por lo tanto, no cambia con el tiempo. Por otra parte, el factor de escala es entendido como la relación entre la distancia propia, que sí cambia con el tiempo, y la distancia comóvil:

$$R(t) = a(t) \cdot r. \quad (2.2)$$

Además, κ indica la curvatura del espacio, donde $\kappa > 0$ correspondería a un universo cerrado e indicaría una singularidad, $\kappa < 0$ correspondería a un universo abierto e indicaría que éste se sigue expandiendo indefinidamente y $\kappa = 0$ indicaría un universo plano, que es la suposición actual adoptada por la cosmología.

Mediante las ecuaciones de campo de Einstein aplicadas a la métrica FLRW, es posible obtener la ecuación de Friedmann como indica [2]:

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda_v}{3} - \frac{\kappa}{a^2(t)}, \quad (2.3)$$

siendo H el parámetro de Hubble, G la constante de gravitación universal, Λ_v la constante de energía del universo y ρ la densidad de energía del universo, que se describe como la suma de la densidad de masa ρ_m y la densidad de radiación ρ_r . Definiendo $H(t)|_{hoy} \equiv H_0$, es factible sacar factor común dicho valor y obtener:

$$H^2(t) = H_0^2 \left[\frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_m + \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_r + \frac{\Lambda_v}{3H_0^2} - \frac{\kappa}{a^2(t)H_0^2} \right]. \quad (2.4)$$

La ecuación anterior invita a definir el valor de *densidad crítica*, ρ_c , que se trata de la densidad total para una curvatura nula:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}. \quad (2.5)$$

A continuación, se relacionan las densidades ρ_m y ρ_r con esta densidad crítica de la siguiente forma:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}, \quad (2.6)$$

²La explicación de la elección de una métrica homogénea e isótropa se encuentra en [1]

donde i denota las distintas componentes. De esta forma, se entiende la densidad total del universo como la suma de todas las componentes.

Dentro de la fracción de densidad de materia Ω_m se encuentra una contribución bariónica y otra de materia oscura Ω_{DM} . En esta sección se presentan las diferentes evidencias a distintas escalas que se han ido encontrado de la existencia de Materia Oscura. Cada una de ellas va a imponer un límite sobre la Densidad de Materia Oscura, Ω_{DM} .

2.1.1. Escala galáctica

Una de las mayores evidencias de la existencia de Materia Oscura provino de la observación de varios objetos luminosos, donde destacó la medición de curvas de rotación de galaxias espirales. En esta observación se detectó que estos objetos se movían a más velocidad de lo que uno esperaría si solo se sintiese la atracción gravitatoria de objetos visibles.

Es sabido que en las galaxias espirales, la mayor parte del gas y de las estrellas están contenidas en un disco que orbita de forma circular. Se conoce la velocidad de rotación v de un objeto en una órbita Kepleriana estable con radio r alrededor de una galaxia:

$$v(r) \propto \sqrt{\frac{M(r)}{r}}, \quad (2.7)$$

donde $M(r)$ es la masa contenida dentro de la órbita de radio r . Estudiando esta ecuación, cabría esperar que a cierto valor de r , la masa permaneciese aproximadamente constante y la velocidad fuese descendiendo como $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$. Sin embargo, en 1970 Vera Rubin (véase referencia [3]) descubrió que la velocidad orbital, en lugar de disminuir, permanecía constante cuando r no se encontraba en la parte visible de la galaxia (figura 1). Desde ese momento se han realizado numerosos estudios que verifican este resultado.

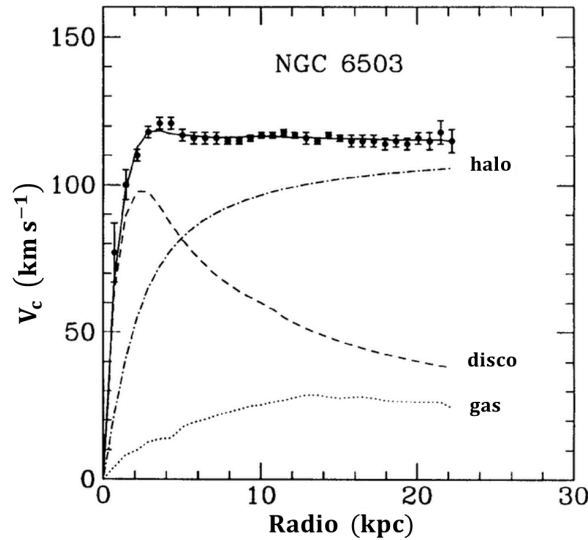


Figura 1: Curva de rotación de la galaxia NGC 6503. Se observa la contribución del halo, del disco y del gas. Fuente: [4]

Se deduce que la distribución de masa no se encuentra en el centro, como en un principio sería de suponer, sino que se extiende más allá. Esta observación implica la existencia de materia no luminosa, con densidad de masa $\rho(r) \propto 1/r^2$, es decir, $M(r) \propto r$. Esta materia se denomina “halo oscuro”. Además, para mantener la masa total de la galaxia finita, ρ tendrá que caer más rápido en algún punto, pero todavía no se ha determinado en qué radio ocurrirá esto.

Esto conduce a un límite inferior en la densidad de masa de Materia Oscura, $\Omega_{DM} \gtrsim 0.1$.

2.1.2. Escala de cúmulos de galaxias

Al estudiar escalas mayores, se sabe que las galaxias se concentran formando grupos de galaxias, y de la misma forma, estos grupos se concentran formando cúmulos de galaxias.

El suizo Fritz Zwicky evidenció por primera vez en los años 30 la existencia de Materia Oscura con la dispersión de velocidades del Cúmulo de Coma. Cuando se ha alcanzado un equilibrio térmico, es posible calcular la masa del cúmulo galáctico empleando el teorema del virial, que relaciona la energía cinética total promedio (que contiene la masa que buscada y las velocidades que son conocidas) y la energía potencial total promedio (que contiene la masa y la distancia). Por otra parte, se estimó la masa que se obtendría midiendo la luminosidad del cúmulo. Los resultados que se obtenían no coincidían y la masa medida a través de las velocidades era dos órdenes de magnitud mayor, lo que reflejó que debe haber una masa extra que no emite luz y no se había detectado hasta la fecha.

A día de hoy, es posible calcular la masa del cúmulo galáctico mediante otro método basado en los efectos de la lente gravitacional. Este procedimiento consiste en observar la desviación de la trayectoria de las ondas electromagnéticas al acercarse a una distribución de masa. Midiendo el ángulo de desviación respecto a la posición original es posible determinar la masa del cúmulo galáctico. Al igual que con el método anterior, se obtiene un valor para la masa mayor al que se esperaría por luminosidad.

La observación de grupos de galaxias tiende a dar valores algo mayores a la densidad de masa de Materia Oscura, $\Omega_{DM} \gtrsim 0.2$ (véase referencia [5]).

2.1.3. Escala cosmológica

Mediante el estudio de distancias mucho mayores, es decir, escalas cosmológicas, también es posible encontrar evidencias de Materia Oscura. De hecho, este estudio obtiene el valor de densidad de Materia Oscura, Ω_{DM} , más preciso hasta la fecha.

La radiación de fondo cósmico de microondas (CMB) es una radiación electromagnética remanente que proviene de una etapa temprana del universo (Big Bang) y llena todo el espacio. Esta radiación es la más antigua del universo, y por lo tanto, proporciona una fuente sustancial de datos sobre el universo primitivo y la evolución térmica del universo. Además, sus características son las de un cuerpo negro a temperatura $T = 2.7\text{K}$ y con inhomogeneidades del nivel de $\delta T/T \sim 10^{-5}$. Fue postulado por primera vez en 1948 por George Gamow y fue observado en 1965 por los radioastrónomos estadounidenses Penzias y Wilson.

Desde su descubrimiento se han realizado distintos satélites para conseguir una fotografía del fondo cósmico de microondas: Cobe en 1992, WMAP en 2003 y finalmente Planck en 2013. Empleando mediciones de la anisotropía del fondo cósmico de microondas obtenidas por el satélite Planck se ha obtenido el valor de densidad más preciso de Materia Oscura. Con estas observaciones se obtiene una densidad de masa total (véase referencia [5]):

$$\Omega_m = 0.308 \pm 0.012, \quad (2.8)$$

de la cual sólo contribuye un valor de densidad de materia bariónica:

$$\Omega_b H_0^2 = 0.02207 \pm 0.00027, \quad (2.9)$$

siendo H_0 la constante de Hubble en unidades de $100\text{km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})^3$. Se observa que este valor no es suficiente para explicar toda la densidad de masa total, por tanto se debe añadir una densidad

³Las densidades dependen de la constante de Hubble, de forma que es normal expresar las densidades como $\Omega \cdot H_0^2$ para evitar la incertidumbre de H_0 . La estimación de la constante de Hubble es $H_0 = 67.81 \pm 0.92\text{km}/(\text{s} \cdot \text{Mpc})$, por lo tanto $H_0 = 0.6781 \pm 0.0092$.

de materia no bariónica, es decir, Materia Oscura. El satélite Planck obtuvo una densidad de materia no bariónica:

$$\Omega_{nbm}H_0^2 = 0.1198 \pm 0.0026. \quad (2.10)$$

Estos valores indican que aproximadamente el 16 % es materia bariónica y el 84 % materia no bariónica, la cual se puede identificar con la Materia Oscura.

2.2. Candidatos a Materia Oscura: el axión

Distintas evidencias hacen creer que existe una materia adicional a la que hasta la fecha se conocen, que se identificaría como Materia Oscura. Se deduce que la Materia Oscura existe y no es un artefacto gravitatorio, de forma que se suscita la duda de cuáles son sus propiedades y de qué está formada esta materia.

Gracias a las observaciones cosmológicas explicadas en el apartado 2.1.3 y a las predicciones de la nucleosíntesis primordial, es sabido que la Materia Oscura es mayoritariamente no bariónica. Una de las propiedades que debe cumplir la Materia Oscura no bariónica del universo es que debe ser fría, o sea, no relativista en la época de formación de estructuras. Además, se conoce que para que siga existiendo hoy en día y no haya decaído, debe de ser estable a escalas de tiempo cosmológicas, es decir, con vida media mayor que la edad del universo. Asimismo, debe ser neutra y debe aportar la densidad obtenida en la ecuación 2.10.

Está demostrado que los neutrinos del Modelo Estándar contribuyen a la densidad de materia no bariónica, pero no son suficientes para explicar la cantidad de Materia Oscura. Además, ninguna partícula dentro del Modelo Estándar satisface las propiedades descritas para ser Materia Oscura. Debido a ello, se buscan partículas que sean buenos candidatos más allá del Modelo Estándar. En este trabajo todos los esfuerzos se centrarán en la partícula conocida como axión.

El axión es una partícula hipotética que es candidato a Materia Oscura y surge como solución al problema de simetría de Carga-Paridad de la cromodinámica cuántica. El lagrangiano de la cromodinámica cuántica sigue la siguiente expresión:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_i \left(i (\gamma^\mu D_\mu)_{ij} - m \delta_{ij} \right) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \theta \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (2.11)$$

siendo $\psi_i(x)$ el campo del quark, D_μ la derivada covariante gauge, γ^μ las matrices de Dirac, α_s la constante de acoplo fuerte, $G_{\mu\nu}^a$ representa el tensor invariante gauge del campo de fuerza del gluon, $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$ el dual y θ un parámetro que puede tener los valores $(-\pi, \pi)$.

Se entiende por simetría de Carga-Paridad la combinación de la simetría C o simetría de conjugación de carga y la simetría P o simetría de paridad. Se infiere por simetría C aquella que intercambia partículas con sus correspondientes antipartículas y se comprende por simetría P aquella que invierte el signo de una coordenada espacial. De esta forma, se conserva la simetría Carga-Paridad cuando las ecuaciones son invariantes bajo estas transformaciones. El lagrangiano 2.11 viola la simetría de carga-paridad en el siguiente término:

$$\mathcal{L}_{CP} = \theta \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}. \quad (2.12)$$

Según este término debería encontrarse un momento dipolar eléctrico para los neutrones, pero sin embargo, no se ha observado este fenómeno. Por tanto, no se encuentra ninguna evidencia experimental de la violación de la simetría de Carga-Paridad en las interacciones fuertes.

Para resolver este problema, se deduce que uno de los parámetros de la ecuación 2.12, el parámetro θ , debe ser muy cercano a cero. Se debe ajustar de forma precisa las contribuciones de este parámetro para que concuerde con los valores experimentales. Este es el problema de ajuste fino que da lugar al problema de Carga-Paridad de la cromodinámica cuántica (ref. [6]).

En 1977, Roberto Peccei y Helen Quinn desarrollan una solución a este problema, de forma que el término del lagrangiano que viola la simetría de Carga-Paridad, correspondiente a la ecuación 2.12, se cancelaría (véase referencia [7]). La solución se basa en introducir una nueva simetría global, $U(1)_{PQ}$, que se rompe espontáneamente a una escala f_a . Esta simetría introduce un nuevo campo y es el origen de una nueva partícula, el axi3n.

Mediante esta teorí3a es posible determinar distintas propiedades del axi3n. Por una parte, se advierte que es una partícula pseudoescalar, es decir, que se comporta como un escalar excepto que cambia de signo bajo una transformaci3n de paridad. Adem3s, se conoce que es neutra, y que su masa es muy baja, en concordancia con la ecuaci3n:

$$m_a = 6 \text{ meV} \frac{10^9 \text{ GeV}}{f_a}, \quad (2.13)$$

donde se ha empleado $\hbar = c = 1$. No se conoce el valor te3rico de f_a , pero experimentalmente se ha conseguido obtener que $f_a > 10^5 \text{ GeV}$. Esta partícula hipot3tica interactuarí3a débilmente con la materia bari3nica y podrí3a haberse originado al comienzo de la evoluci3n térmica del universo. Todas estas propiedades del axi3n corroborarí3an las condiciones mencionadas anteriormente que deben cumplir los candidatos a Materia Oscura.

Desarrollando ampliamente la teorí3a de Peccei y Quinn, se deduce que los axiones podrí3an interactuar con nucleones, electrones y fotones, con constantes de acoplo g_{aNN} , $g_{ae^-e^-}$ y $g_{a\gamma\gamma}$ respectivamente. Los diagramas de Feynman de dichas interacciones se muestran en la figura 2.

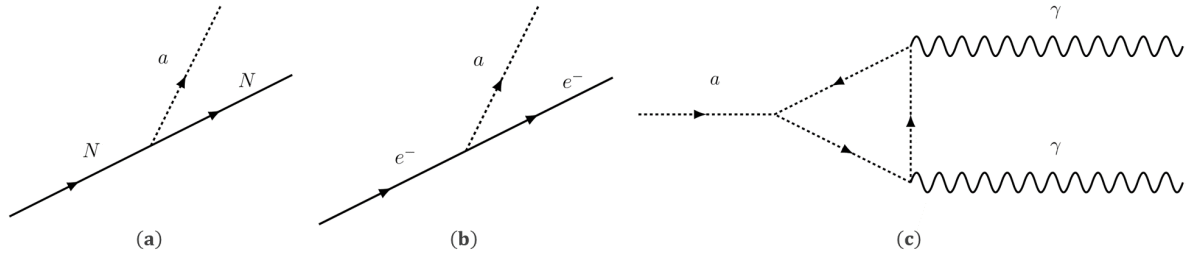


Figura 2: Se observa la interacci3n axi3n-nucle3n (a), axi3n-electr3n (b) y axi3n-fot3n (c)

Se predice que de existir esta partícula hipot3tica, el Sol serí3a una importante fuente de axiones. Los diferentes mecanismos que pueden conducir a la producci3n de axiones en el Sol son los que se muestran en la tabla 1 (véase referencia [8]).

Efecto	Proceso
Efecto Primakoff	$\gamma \rightarrow a$
Transici3n magn3tica nuclear del n3cleo ^{57}Fe	$^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe} + a$
Dispersi3n tipo Compton	$e^- + \gamma \rightarrow e^- + a$
Bremsstrahlung	$e^- \rightarrow e^- + a$
Axio-recombinaci3n	$e^- + I \rightarrow I^- + a$
Axio-desexcitaci3n	$I^* \rightarrow I + a$

Tabla 1: Mecanismos que originarí3an axiones en el Sol.

En esta tabla se identifica I con un ión y I^* con un estado excitado. Además, los efectos Primakoff y Bremsstrahlung ocurren en presencia de partículas cargadas y la transición magnética nuclear del núcleo ^{57}Fe sucede en la línea de 14.4 keV. La suma del axio-recombinación y axio-desexcitación se denomina axio-RD. Además, se advierte que el efecto Primakoff domina la emisión cuando se trata de procesos hadrónicos. La figura 3 muestra los flujos para los diversos procesos.

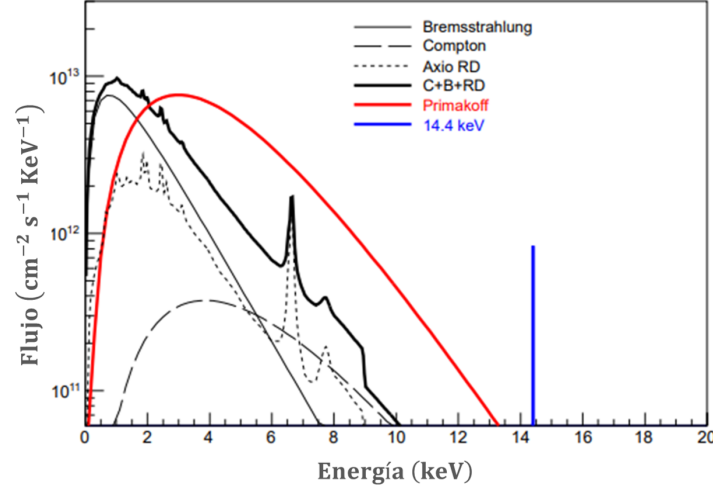


Figura 3: Flujo de axiones solares en la Tierra para diferentes mecanismos. Fuente: [8]

El presente trabajo se centra en el estudio de la interacción axión-fotón, que es la más utilizada para la detección de estas partículas. Por lo tanto, la búsqueda queda reducida al efecto Primakoff porque mantiene la generalidad más amplia y produce límites en el acoplamiento. El flujo perteneciente a este efecto correspondería a la línea roja de la figura 3, cuya energía media es 4.2 keV y el pico se encuentra en 3 keV. Por lo tanto, es posible despreciar energías superiores a $E > 10$ keV.

Según el efecto Primakoff, los fotones térmicos producidos en el Sol conseguirían convertirse en axiones al verse afectados por un campo electromagnético (figura 4 izquierda). El efecto inverso podría suceder (figura 4 derecha). En estos casos, el axión se ve afectado por un campo electromagnético intenso en su dirección perpendicular y se convierte en un fotón. Este efecto inverso es la base de algunos detectores como los helioscopios de axiones, entre otros. En este trabajo se analiza uno de estos experimentos, *the International Axion Observatory* (IAXO).

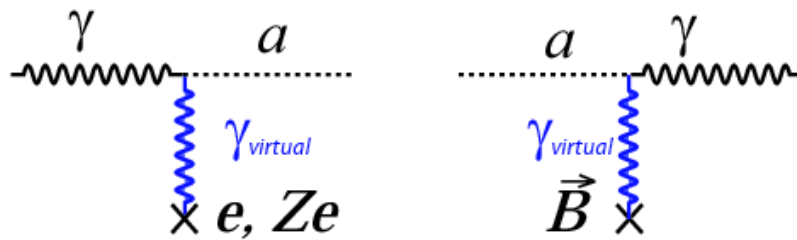


Figura 4: Efecto Primakoff (izquierda) y efecto Primakoff inverso (derecha). Fuente: [9]

2.3. Detección directa para axiones

La técnica más utilizada para la detección de axiones se basa en el efecto Primakoff. En 1983, Pierre Sikivie escribió un artículo en el que propuso dos de las técnicas más prometedoras para buscar axiones invisibles empleando el efecto Primakoff: el helioscopio y el haloscopio de axiones (véase referencia [10]).

La técnica en la que se basan los haloscopios parte de la premisa de que el halo oscuro, definido en el apartado 2.1.1, está compuesto mayoritariamente de axiones. Para esta búsqueda, se emplean cavidades de microondas en las que se aplica un campo magnético que transformará los axiones en fotones. Debido a la pequeña masa de la partícula, la población de axiones se puede ver como un campo clásico, cuya frecuencia de oscilación es la masa. De esta forma, los axiones se transforman en una pequeña señal de microondas. Para la detección, la frecuencia de resonancia de la cavidad debe coincidir con la masa del axión. Es sabido que la frecuencia de resonancia depende de la masa del axión, que es desconocida, por lo que existe una fuerte motivación para probar el rango de valores más amplio posible. Los experimentos buscan masas del orden de μeV , tal como se indica en [11]. Los primeros haloscopios fueron realizados por Brookhaven-Rochester-Fermilab y la Universidad de Florida con resultados experimentales pioneros en el rango de $5 \leq m_a \leq 16\mu\text{eV}$. Más tarde, se realizó el experimento *Axion Dark Matter eXperiment* (ADMX) que mejoró sus resultados acotando al rango $1.9 \leq m_a \leq 3.3\mu\text{eV}$ entre 1996-2004 y al rango $3.3 \leq m_a \leq 3.53\mu\text{eV}$ entre 2007-2009. Hoy en día, son muchos más los grupos que han comenzado sus experimentos y desarrollos con esta técnica.

Otra técnica para detectar axiones son los helioscopios. Estos experimentos se basan en la idea del efecto Primakoff empleando una fuente natural de axiones, el Sol. Se trata de telescopios dirigidos hacia el Sol que convertirían los axiones en fotones (rayos X) en presencia de potentes imanes. Se detectan los fotones como un exceso de rayos X del orden de keV con respecto al fondo. Los primeros helioscopios que se construyeron, de primera generación, tienen su origen en la colaboración Brookhaven-Rochester-Fermilab y en el experimento SUMICO en Japón. En 2003, empezó a tomar datos el experimento *CERN Axion Solar Telescope* (CAST), un helioscopio de tercera generación, que mejoró considerablemente todos los datos obtenidos hasta la fecha. Los buenos resultados obtenidos por el experimento CAST, han servido como impulso para el desarrollo de un nuevo experimento que pretende mejorar significativamente al anterior. Se trata de *International AXion Observatory* (IAXO), un helioscopio de cuarta generación que tratará de ponerse en funcionamiento en la siguiente década. Como paso intermedio se tiene previsto desarrollar un prototipo de este experimento, conocido como BabyIAXO.

Existe otra técnica para intentar detectar axiones, diferente a las dos anteriores, la cual trata de crear estas partículas hipotéticas en el laboratorio. Estas técnicas, denominadas *Light Shinning through Walls* (LSW), consisten en la regeneración de fotones en los campos magnéticos. Para ello, se emplea una fuente de fotones (comúnmente, un láser), que se hace pasar por un campo magnético para crear axiones. Esos axiones se reconvierten en fotones después de una barrera óptica. De esta forma, si algún axión es regenerado, se detectaría en una zona posterior a la barrera y evidenciaría la existencia de axiones. En resumen, en estos experimentos, los fotones se convierten en axiones y éstos posteriormente se reconvierten en fotones para su detección. Algunos experimentos de este tipo son *Axion Like Particle Search* (ALPS), *Optical Search for Quantum Electrodynamics Vacuum Bifringence, Axions and Photon Regeneration* (OSQAR) y *CERN Resonant WISP Search* (CROWS), de los cuales, los dos últimos se encuentran en el CERN. Puede encontrarse más información en [12].

Todas estas técnicas se ven influenciadas por el efecto Primakoff, sobre la base de $g_{a\gamma\gamma}$, y es común compararlas mediante la gráfica 5, que confronta $g_{a\gamma\gamma}$ con m_a .

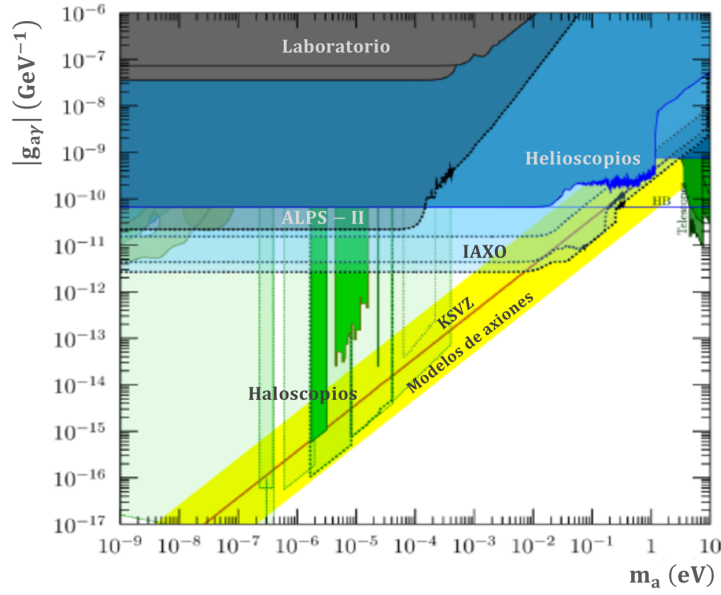


Figura 5: Comparativa de las distintas técnicas para detectar axiones y los modelos de axiones más probables. Fuente: [13]

2.4. Experimento CAST

Como ya se ha mencionado este trabajo se centra en el estudio del experimento IAXO. No obstante, para poder entender con claridad tal experimento se debe comprender el experimento CAST, que ha servido de base para el desarrollo de IAXO.

En 2003 comienza a funcionar CAST en el CERN, un helioscopio de tercera generación. Este experimento emplea un imán dipolar del prototipo del LHC, que se compone de dos cilindros magnéticos. Mediante este mecanismo es capaz de alcanzar un campo magnético de 9 T en una longitud de 9.3 m. Este campo magnético intenso convertiría los axiones en fotones gracias al efecto Primakoff inverso (figura 4). Cuando Sikivie propuso los helioscopios, se planteó usar fuentes naturales de axiones, que son extremadamente eficientes (como el Sol), y concentrarse en dicho tipo de fuentes. CAST desarrolló una plataforma móvil que permitía un movimiento de elevación y del eje acimutal. De esta forma, es posible rastrear el Sol durante tres horas por día. Además, este experimento del CERN ha sido el primer helioscopio en emplear ópticas de enfoque de rayos X mejorando su sensibilidad. Se ha de considerar que la señal que se produce en estos detectores es significativamente baja, tratándose de detectores de ultra-bajo fondo. Se puede observar el esquema del montaje en la figura 6.

En el experimento CAST se empleó como detector una cámara de proyección temporal (TPC), con plano de lectura *Micromesh Gaseous Structure* (Micromegas). Con este detector es posible tener una buena resolución espacial y un fondo radiactivo muy bajo.

La cámara de proyección temporal se desarrolló en 1974 por David Nygren. Se trata de un volumen considerablemente grande de deriva, de forma que se aumentan las probabilidades de encontrar un suceso poco común. En este volumen se aplica un campo eléctrico uniforme. Este campo constante se obtiene rodeando las TPCs con *field cage*. El *field cage* es una serie de electrodos que se unen con resistencias, de manera que la diferencia de voltaje entre dos electrodos cualquiera sea la misma. Se emplea un material aislante para que la TPC no se vea afectada, siendo el teflón el material más comúnmente empleado. De esta forma, al incidir una partícula en este volumen, se produce la ionización del medio por esta partícula, que produce pares electrón-ión. Debido al campo eléctrico, los iones se dirigen mediante un proceso de deriva hacia el

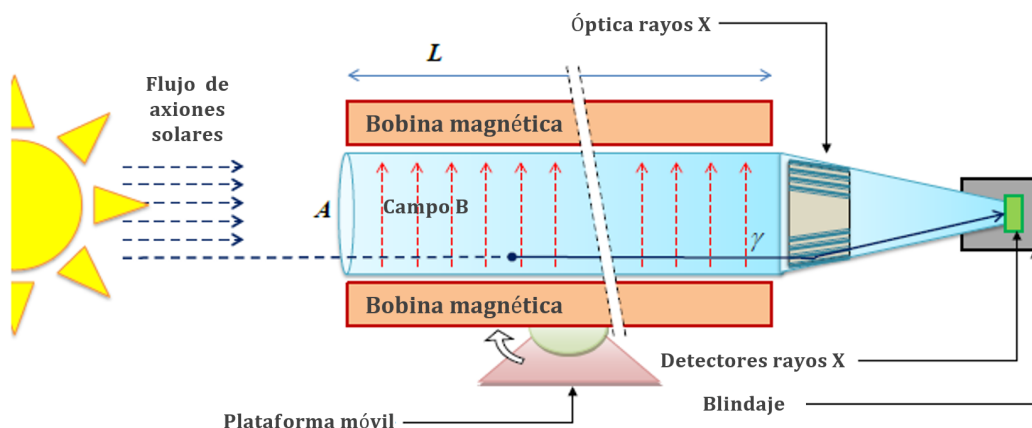


Figura 6: Montaje de un helioscopio de axiones mejorado con enfoque de rayos X. Fuente: [13]

cátodo (extremo a potencial negativo) y los electrones hacia el ánodo (extremo a potencial positivo). En el ánodo se encuentra el plano de lectura Micromegas en el experimento CAST. En el plano de lectura se detectan dos componentes, ya que tiene resolución bidimensional. La tercera componente se obtiene midiendo el tiempo de deriva de los electrones hasta el ánodo. Con estas tres componentes se obtiene información tridimensional. El esquema de las TPCs se muestra en la figura 7.

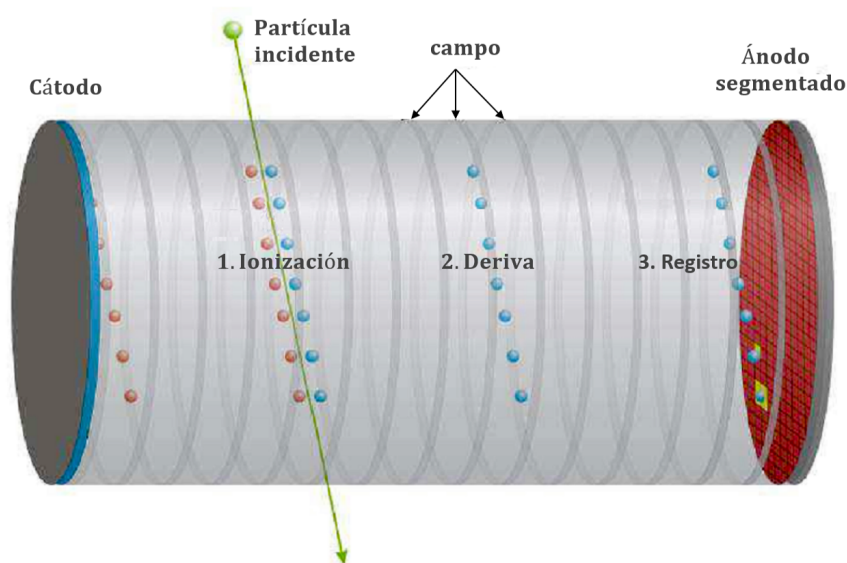


Figura 7: Esquema de una TPC y los procesos que se efectúan. Fuente: [14]

Los *Micromesh Gaseous Structure* o Micromegas (véase referencia [15]) se desarrollaron en 1995 de la mano de Y. Giomataris. En una TPC con plano de lectura Micromegas se diferencian la región de deriva y una región de amplificación mediante tres electrodos. En un extremo de la TPC se encuentra un electrodo, el cátodo. El volumen desde este extremo hasta la mesh se denomina volumen de deriva y es donde se producen las interacciones primarias. En el extremo contrario de la TPC se encuentra otro de los electrodos, que se trata de una placa metálica agujereada formando una cuadrícula y cuyos agujeros son del orden de $30-40\mu\text{m}$. Este electrodo se denomina

micromesh y se encuentra fijado a otra placa metálica (típicamente pixelizada) que hace de ánodo mediante unos pilares aislantes. La distancia entre ambas placas suele ser del orden de $30\text{--}100\mu\text{m}$. Esta zona entre la mesh y el ánodo es la zona de amplificación, la cual es importante, ya que el número de electrones generados anteriormente no son suficientes para generar una señal. Por tanto, es necesario amplificar la carga que se ha producido en las interacciones primarias. El resultado son electrones con energías cinéticas suficientemente grandes como para ionizar el gas produciendo un efecto cascada, lo que se denomina ionización por avalancha. La región donde se produce esta ionización se conoce como gap de amplificación. En el volumen de deriva el campo eléctrico que se aplica suele ser del orden de V/cm , mientras que en la región o gap de amplificación es del orden de $10 - 100 \text{ kV/cm}$. Se observa el esquema de las Micromegas en la figura 8.

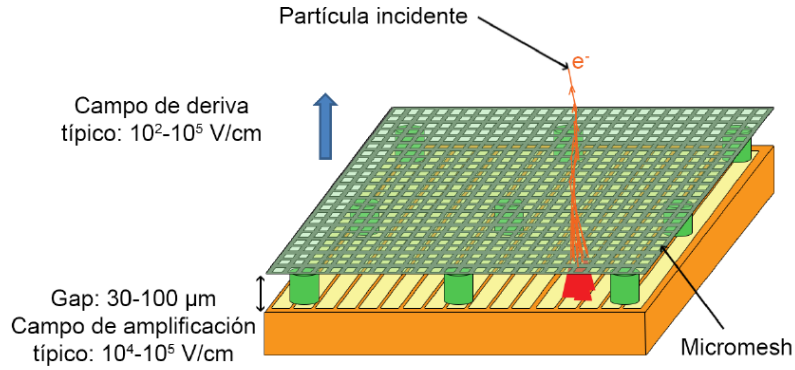


Figura 8: Se muestra el esquema de las Micromegas. Fuente: [14]

Tras la amplificación de carga, el ánodo recoge una señal en forma de pulso eléctrico. Gracias a las TPCs, se reproduce la imagen tridimensional de los eventos, sus medidas de energía, y con ello, es posible identificar las partículas. Además, al emplear un plano de lectura Micromegas y estar el ánodo pixelizado, es posible reconstruir la topología del evento y distinguir entre fondo y las señales que son objeto de interés. Estos detectores permiten obtener una ganancia alta y uniforme, una estabilidad a largo plazo y una buena resolución espacial y de energía.

El experimento CAST constó de varias fases (véase referencia [16]). Durante la investigación de 2003 a 2011, CAST operó en fase de vacío, es decir, el interior de los cilindros magnéticos se encontraba en vacío. En esta fase se estudiaron masas en el rango de $m_a < 0.02 \text{ eV}$ y se obtuvo un primer límite superior para el acoplamiento del axi3n-fot3n de $g_{a\gamma\gamma} < 8.8 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$. Desde 2005 hasta 2006, en la segunda fase, se introdujo el gas ^4He . En este momento, se estudiaron masas en el rango $0.03 < m_a < 0.39 \text{ eV}$ y se obtuvo un valor para el acoplamiento $g_{a\gamma\gamma} < 2.17 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$. Finalmente, en la tercera y 3ltima fase, se introdujo el gas ^3He y se rastrearon dos rangos de masas continuos. Por una parte, para el intervalo $0.39 < m_a < 0.64 \text{ eV}$, se obtuvo el límite para el acoplo $g_{a\gamma\gamma} < 2.3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, y para el intervalo $0.64 < m_a < 1.17 \text{ eV}$ se determin3n3 una restricci3n para el acoplo de $g_{a\gamma\gamma} < 3.3 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$.

Desde 2013 hasta 2015, CAST volvi3n a estudiar la fase de vac3n introduciendo unos detectores de bajo fondo mejorados y una novedosa 3ptica de rayos X. Con estas mejoras se optimiz3n3 la ratio se3al-ruido (SNR) en un factor 3. Se obtuvo para masas $m_a < 0.02 \text{ eV}$, un límite en la constante de acoplo de $g_{a\gamma\gamma} < 0.66 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$, que es el resultado m3s bajo obtenido hasta el momento por un helioscopio.

Todas las mejoras obtenidas por el experimento CAST han servido de motivaci3n para crear el experimento *International AXion Observatory* (IAXO). El experimento IAXO se basa en un detector similar utilizando TPCs con plano de lectura Micromegas.

2.5. Experimento IAXO

IAXO es un proyecto de un helioscopio de cuarta generación que busca la existencia de axiones solares mejorando los resultados de CAST. El experimento IAXO pretende conseguir una constante de acoplo de $g_{a\gamma\gamma} \sim 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$, que correspondería a una mejora de 1.5 órdenes de magnitud respecto a los mejores límites que se han obtenido a día de hoy. Esta mejora entrará en un espacio de parámetros completamente inexplorado. Respecto al estudio de señal-ruido (SNR), se buscará alcanzar unas sensibilidades mayores, de hasta 4 ó 5 órdenes de magnitud superior. Esto implicaría una mejora de $g_{a\gamma\gamma}$ en un factor ~ 20 respecto a CAST y estudiar el rango de masas hasta $m_a \simeq 0.25 \text{ eV}$.

El diseño de IAXO tiene como objetivo la realización de un helioscopio de axiones mejorado. Se dispondrá de un gran imán toroidal superconductor de 8 bobinas, a diferencia del experimento CAST que sólo disponía de dos cilindros magnéticos. Cada uno de estos cilindros tendrá 20 m de largo, 60 cm de diámetro y un campo magnético promedio de 2.5 T. Además, estará equipado con óptica de rayos X que focalizará la señal de fotones en áreas de aproximadamente 0.2 cm^2 y de los que se obtienen imágenes mediante detectores de rayos X Micromegas de ultra-bajo fondo. Este imán se colocará en una plataforma móvil que permite el seguimiento del Sol en torno a 12 horas al día. Todas las tecnologías necesarias para este experimento ya existen, por lo que no hay necesidad de desarrollo. Se encuentra el esquema de IAXO en la figura 9 (véase referencia [17]).

El prototipo BabyIAXO se trata de una etapa intermedia que contará con un prototipo de imán reducido. Esto ejemplificará los sistemas finales y proveerá de pruebas para el sistema completo. El imán de este prototipo consta de dos cilindros magnéticos con 10 m de longitud y 70 cm de diámetro cada uno de ellos. Los detectores y ópticas empleadas se ajustarán a estas dimensiones.

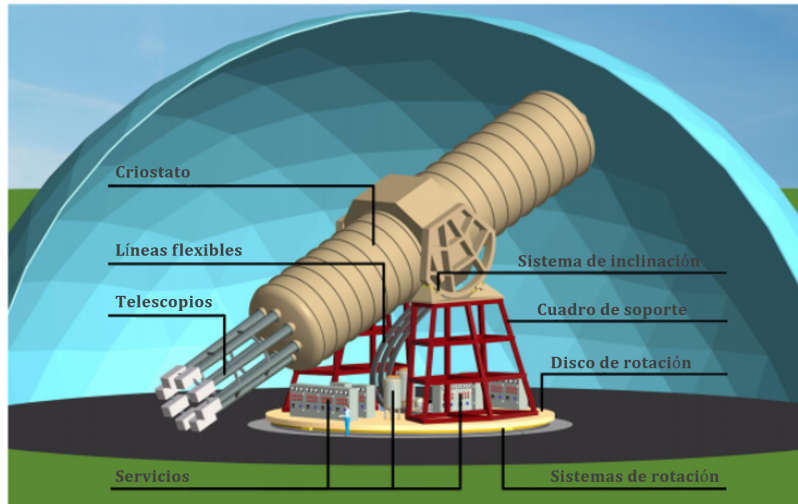


Figura 9: Esquema de IAXO.

Para entender las opciones de IAXO, es necesario conocer la probabilidad de conversión de axiones a fotones, que sigue la ecuación resuelta en la referencia [13]:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = 2.6 \times 10^{-17} \left[\frac{B}{10 \text{ T}} \right]^2 \left[\frac{L}{10 \text{ m}} \right]^2 (g_{a\gamma\gamma} \times 10^{10} \text{ GeV})^2 F(q, L), \quad (2.14)$$

siendo B el campo magnético, L el tamaño de la región y donde $F(q, L)$ corresponde al factor

de forma que sigue la ecuación:

$$F(q, L) = \frac{2(1 - \cos qL)}{(qL)^2}, \quad (2.15)$$

siendo q el momento transferido entre axión y fotón. Debe tenerse en cuenta que el factor de forma es distinto en el vacío o en presencia de gas.

CAST logró unos resultados destacados aumentando los valores de B y L . IAXO busca incrementar lo máximo posible la probabilidad de conversión de axiones a fotones empleando el parámetro A , es decir, el área de la sección transversal de los cilindros magnéticos. Esto se debe a que cuanto mayor sea este valor, mayor será el número de axiones del flujo solar que estudiamos. Para ello, se ha de recordar que los helioscopios anteriores empleaban imanes “reciclados”, es decir, que se construyeron originariamente para otros fines. En este caso, se debe construir un imán nuevo y diseñado específicamente para la búsqueda de axiones. El resultado será lograr una mejora de un orden de magnitud en $g_{a\gamma\gamma}$. Se concluyó que el diseño óptimo era emplear una geometría toroidal de imán, que se basa en el utilizado en el experimento ATLAS.

Por tanto, mediante los parámetros B , L y A se busca aumentar la señal esperada en los detectores, y por lo tanto, la sensibilidad del experimento. Es útil definir la “figura de mérito” de un helioscopio de axiones con estos tres parámetros, ya que ayuda a comprender la contribución de cada componente a la sensibilidad general. Se define esta figura de mérito como:

$$f \equiv f_M f_{DO} f_T, \quad (2.16)$$

donde se factoriza este valor para observar fácilmente las contribuciones del imán, del seguimiento y de los detectores y la óptica. Cada uno de los factores se define como:

$$f_M = B^2 L^2 A, \quad f_{DO} = \frac{\epsilon_d \epsilon_o}{\sqrt{b} a}, \quad f_T = \sqrt{\epsilon_t t}. \quad (2.17)$$

Se definen ϵ_d como la eficiencia de los detectores, ϵ_o como la eficiencia de focalización, ϵ_t como la eficiencia en la toma de datos, b es el fondo normalizado del detector, a el área total del punto focal y t la duración de la toma de datos. De esta forma, lo que se busca es la optimización de la figura de mérito para aumentar la sensibilidad del detector.

Podemos comparar la mejora de IAXO respecto a CAST en la tabla 2, donde se define el valor de f_M^* respecto al valor de CAST como $f_M^* = f_M / f_M^{CAST}$. Se observa una mejora de un factor 300 de la figura de mérito, lo que es necesario para obtener sensibilidades de $g_{a\gamma\gamma}$ de al menos un orden de magnitud mayor al obtenido por CAST.

Parámetro	Unidades	CAST-I	BabyIA XO	IA XO
B	T	9	~ 2	2.5
L	m	9.26	10	20
A	m^2	2×0.0015	0.77	2.3
f_M^*		1	11.5	300

Tabla 2: Parámetros experimentales representativos del imán de CAST en la fase de vacío y de IAXO

Para ayudar al desarrollo del experimento IAXO se ha creado un prototipo de los detectores (IAXO-D0), que se encuentra actualmente en funcionamiento y tomando datos en la Universidad de Zaragoza. Los esfuerzos del actual trabajo se centran en el estudio de este prototipo. Sobre la base conocida de que las señales de los axiones tienen lugar a tasas y energías muy bajas, es

necesario que el fondo del detector y el límite inferior de energía sean lo más bajos posibles. El prototipo IAXO-D0 se trata de un detector de rayos X de ultra-bajo fondo formado por un TPC con plano de lectura Micromegas, es decir, es un modelo simplificado del experimento IAXO. El esquema del prototipo IAXO-D0 se muestra en la figura 10.

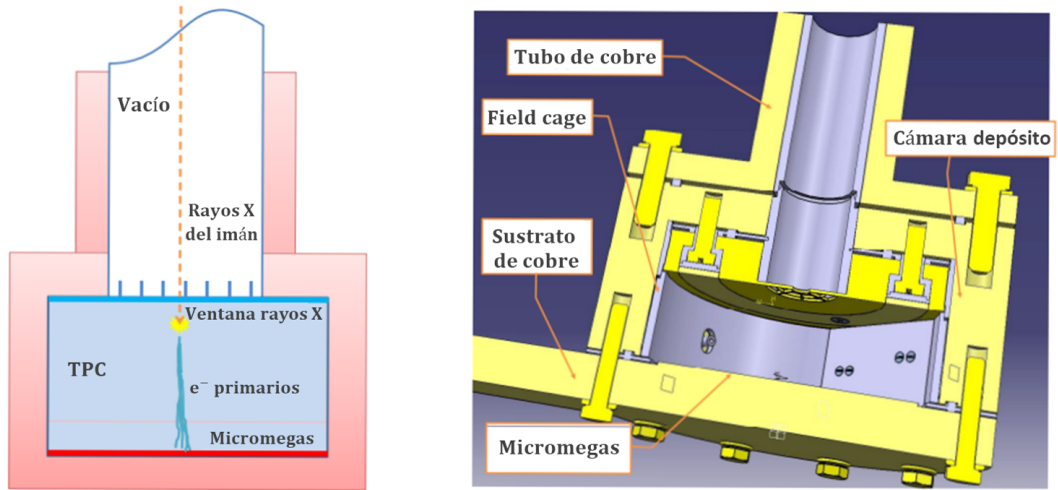


Figura 10: Esquema del principio de detección de los detectores Micromegas (izquierda) y diseño del prototipo IAXO-D0 (derecha)

3. Simulaciones

3.1. Modelo de fondo

Los sucesos que se estudiarán en el experimento IAXO para la búsqueda de axiones son muy poco probables. Por lo tanto, son necesarios detectores muy sensibles y de ultra-bajo fondo. En estos detectores se registraría la señal que queremos detectar, pero también quedarían registradas otras señales que provendrán del fondo radiactivo o del propio experimento. IAXO trata de diferenciar el fondo de las posibles señales que evidenciarían la existencia de los axiones. Se deduce que son necesarios para los helioscopios de axiones los detectores de rayos X de bajo fondo y alta eficiencia.

El espectro de energía de fondo en CAST consta del pico de fluorescencia a 8 keV correspondiente a la emisión $K\alpha$ del cobre, su pico de escape a 5 keV y la línea de emisión del argón a 3 keV, tal y como indica la referencia [18]. En aproximadamente diez años, se consiguió una reducción de más de dos órdenes de magnitud en los detectores de CAST. Esto se produjo gracias a la aplicación de técnicas de bajo fondo, la fiabilidad y actualización de la tecnología de las Micromegas y el ajuste de los algoritmos. Se obtuvo un valor de fondo por debajo de $b = 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s) en la región de 1 – 10 keV.

IAXO busca alcanzar un valor de fondo de $b = 10^{-7} - 10^{-8}$ cuentas/(keV \times cm² \times s) en el rango de energía 1 – 10 keV, tal y como indica la figura 11 (véase referencia [19]). Una réplica del detector de IAXO en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) ha obtenido un nivel de fondo de casi $b = 10^{-7}$ cuentas/(keV \times cm² \times s), es decir, próximo al requerido para IAXO.

Para lograr su objetivo de reducir el fondo, el experimento IAXO incorpora mejoras y consideraciones de los resultados de experimentos anteriores. La idea es mejorar el blindaje activo y pasivo del detector. Para ello, se introduce un sistema de blindaje de plomo más grueso y compacto, del orden de 20 – 30 cm, y se planea utilizar un sistema de veto de muones 4π que ayuda a identificar el recorrido y la naturaleza de las partículas. Además, se bloquea la fluorescencia del tubo de vacío mediante un recubrimiento de teflón. Además, la cámara del detector (véase figura 10) se realizará principalmente de cobre electroformado, de forma que mejora la radiopureza y actúa como la parte más interna del blindaje. Por otro lado, el plano de lectura Micromegas se ha rediseñado para obtener conexiones mejoradas sin soldaduras y obtener la electrónica fuera del blindaje.

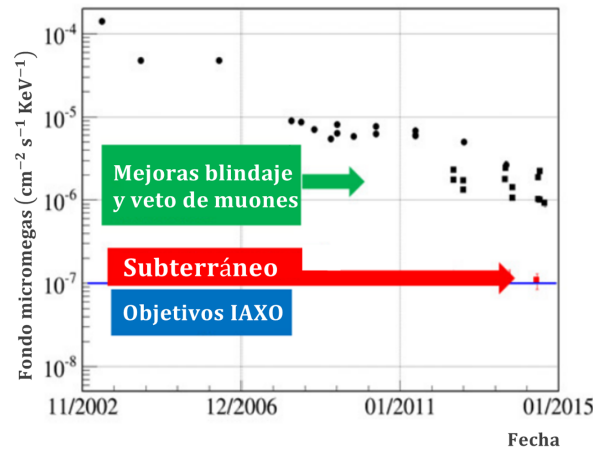


Figura 11: Evolución del nivel de fondo en CAST, límite obtenido en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc y los objetivos de IAXO

Para facilitar la distinción entre las señales de búsqueda de axiones y el fondo se realizan simulaciones del modelo de fondo de IAXO-D0. Las simulaciones reproducen el proceso que se llevará a cabo en el experimento. De esta forma, se comparan las simulaciones con las medidas realizadas en el experimento y se obtiene información adicional de los sucesos. Gracias a este planteamiento, se ha reducido considerablemente la contribución de los rayos gamma, el radón y la radioactividad interna, de forma que ahora son prácticamente insignificantes. Sin embargo, los muones, los neutrones cósmicos y sus productos secundarios (los que se generan después de su interacción) son los componentes dominantes del modelo de fondo. El trabajo ahondará precisamente en dicho asunto, concretamente, en la simulación y su posterior análisis mediante la herramienta de software REST.

3.2. Herramientas

Para poder diferenciar entre el fondo y la señal que darían los axiones, se utilizan unas herramientas informáticas determinadas. Para la elaboración de este estudio se ha empleado el software *Rare Event Searches with TPCs* (REST).

El software REST ha sido creado y desarrollado en el grupo de investigación de Física Nuclear y de Astropartículas de la Universidad de Zaragoza. Este software colaborativo sirve como adquisición, almacenamiento, simulación, tratamiento y análisis de datos para los detectores TPCs. Mediante este software es posible estudiar cada evento detallado del gas. Además, para su desarrollo se han empleado herramientas ya conocidas como GEANT4, ROOT y GDML, que se crearon en el CERN.

GEometry ANd Tracking 4 (GEANT4) se trata de una herramienta que simula el paso de las partículas cuando atraviesan la materia. Esta herramienta informática es capaz de estudiar rangos de energía desde 250 eV hasta los TeV (véase referencia [20]). De esta forma, permite estudiar las interacciones de las partículas con la materia en un amplio rango de energía, empleando numerosos modelos físicos. Esta herramienta se obtiene gracias a un trabajo conjunto de físicos e ingenieros implementando el lenguaje de programación C++. Esta simulación debe incluir funciones para la geometría del sistema con sus materiales, las partículas primarias y los modelos físicos que producen las interacciones de las partículas. Con estos datos, GEANT4 es capaz de simular los eventos primarios, sus posteriores interacciones y las trayectorias que van a seguir estas partículas en el detector. Finalmente, dicha herramienta registra los procesos de interacción que han tenido lugar y los depósitos de energía del detector o *hits*.

ROOT (referencia [21]) se trata de un software desarrollado para el procesamiento de datos, el análisis estadístico, la visualización y su almacenamiento. De esta forma, la herramienta ROOT procesaría y analizaría los datos obtenidos mediante GEANT4.

Para definir la geometría del detector se emplea la aplicación *Geometry Description Markup Language* (GDML), que se encuentra en la referencia [22] y que se basa en el lenguaje *eXtensible Markup Language* (XML). Esta herramienta está constituida por las dimensiones de la geometría y sus materiales, el gas introducido en el interior y sus propiedades físicas. Puede utilizarse este lenguaje como formato de intercambio de datos de geometría entre las aplicaciones existentes, GEANT4 y ROOT.

3.3. Trabajos lanzados

Durante los últimos años han sido muchas las mejoras que se han obtenido de la estimación del fondo y su posterior eliminación. Todo este perfeccionamiento se ha logrado mediante distintas pruebas experimentales y numerosas simulaciones.

Es necesaria una simulación detallada y compleja para reproducir el nivel del fondo de una fuente

externa de radiación. Para ello se emplea la herramienta GEANT4, descrita anteriormente en la sección 3.2, que simula la física de transporte e interacción de partículas a través del detector. También es necesaria la respuesta completa del detector; desde el proceso de ionización de las partículas hasta la producción de señales electrónicas en los electrodos.

En las simulaciones de IAXO-D0, se va a representar el detector utilizando los valores de la geometría. La representación empleando las herramientas comentadas en la sección 3.2 se observa en la figura 12. Esta imagen corresponde al esquema mostrado en la figura 10, de forma que se simula la geometría con sus materiales y volúmenes. Tal y como indica esta figura, se encuentra un gas en la cámara, que será la mezcla de argón $\text{Ar} + \text{iC}_4\text{H}_{10}$ a una presión de 1.4 bar o xenón $\text{Xe} + \text{iC}_4\text{H}_{10}$ a una presión de 0.5 bar, siendo iC_4H_{10} isobutano. La mezcla de argón tiene un 1 % de isobutano y la de xenón un 2 % del mismo. El gas se encuentra en el interior de una cámara cilíndrica de 3 cm de altura formada por cobre y teflón. Se incluye del mismo modo una tubería con los mismos materiales. Por otro lado, las Micromegas es el lugar en el cual se reconoce la señal en el plano de lectura. Por último, es preciso detallar el hecho de que la totalidad del detector comentado se encuentra recubierto por una capa de plomo.

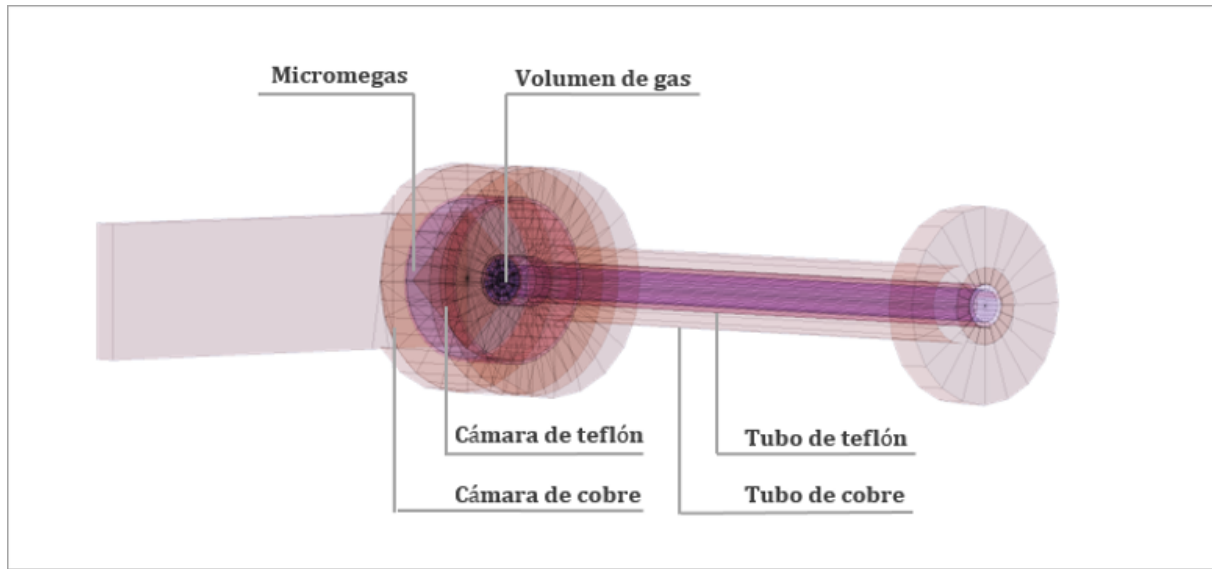


Figura 12: Geometría del prototipo IAXO-D0 realizado con la herramienta REST

Se ha conseguido reducir el valor del fondo en partículas gamma de diferente energía y parte de los rayos cósmicos mediante una simulación compleja y gracias al rediseño de las partes del detector, implantación del blindaje, etc. Sin embargo, no se ha podido reducir con tanta eficacia la contribución de muones y neutrones cósmicos, cuyo valor sigue siendo mayor de lo esperado. En esta sección del trabajo, se estudia la contribución que tienen las partículas mencionadas en el fondo normalizado y se evidenciará una gran reducción. Además, se variará el grosor del plomo para ver el efecto que genera.

La simulación comienza emitiendo las partículas de manera uniforme y con una distribución de $\cos^2 \alpha$ mediante la herramienta GEANT4 a una altura de 1 cm por encima del blindaje. Los productos de estas simulaciones son depósitos de energía en el detector o *hits*, que se recogen en TRestG4Event. Estos depósitos de energía se definen como la ionización del gas en cada evento junto a su posición y una lista de sus correspondientes interacciones al atravesar el detector. En las figuras 13 y 14 se muestra un ejemplo de las interacciones que se producen en el detector de los muones y neutrones, respectivamente. Se observa que en el ejemplo de un muon (figura 13), la partícula atraviesa el detector interactuando con el gas pero sin desviar visiblemente su trayectoria. Sin embargo, en el caso del neutrón (figura 14), se evidencia una transformación en la dirección de movimiento de la partícula con cada interacción que se produce.

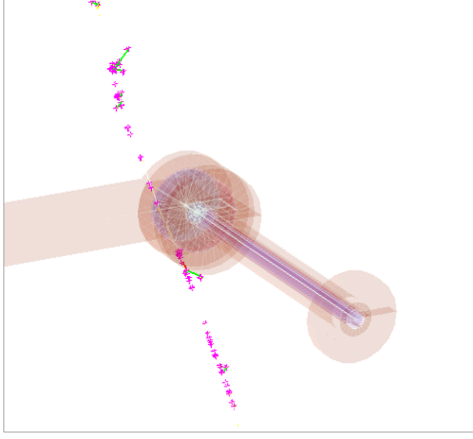


Figura 13: Ejemplo muon

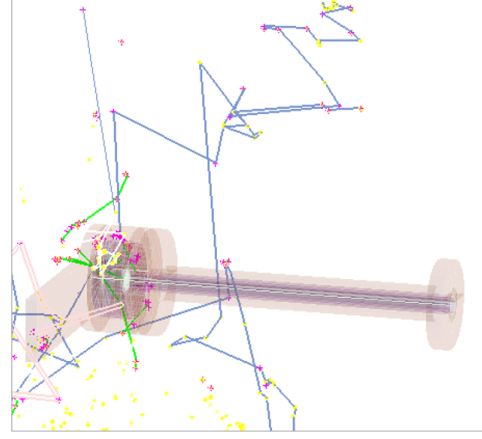


Figura 14: Ejemplo neutrón

Como la base del presente estudio radica en el efecto Primakoff, es posible despreciar energías mayores a $E > 10$ keV, tal y como se explica en el apartado 2.2. Por lo tanto, se seleccionan los eventos con topologías similares a las de rayos X cuyas energías estén en el rango $1 - 10$ keV. Esta técnica ya ha sido empleada en el experimento CAST y ha reducido considerablemente el número de eventos. Debido a esta disminución del número de eventos, es necesario incrementar el tiempo de medida para obtener una buena estadística.

Hasta este momento, en las simulaciones se han reproducido los depósitos de energía o *hits*. A continuación, se representará la física del detector y se estudiará la señal obtenida en el plano de lectura. Para ello, definimos una distancia mínima entre hits, de forma que si la distancia entre dos hits es mayor a la distancia mínima se considerarán los hits independientes y si la distancia es menor a la distancia mínima se unirán ambos hits en uno. Procesando los eventos de esta forma, los sucesos de TRestG4Events se transforman en TRestHitsEvents. Tras lo cual, el formato de datos de la simulación tiene la misma estructura que el sistema de adquisición de datos (DAQ) del detector, es decir, que los datos reales medidos en IAXO-D0. Por lo tanto, es posible analizar del mismo modo los datos reales y los datos obtenidos mediante las simulaciones.

El siguiente paso es unir los grupos de hits de TRestHitsEvents que se encuentren suficientemente cerca en una misma traza. Para ello, se estipula que la distancia entre hits para pertenecer a la misma traza debe ser menor a 2 mm en la mezcla de argón y 4 mm en la mezcla de xenón. Se elige esta distancia teniendo en cuenta que puede fallar algún componente en el plano de lectura y que el xenón es más difusor. Además, las señales que se producen a menos de tres píxeles en el plano de lectura de las Micromegas (figura 8) se considerarán como una única traza. Realizando este agrupamiento se convierte TRestHitsEvents en TRestTrackEvents.

Para el análisis de estas simulaciones se tiene en cuenta que el campo eléctrico de deriva es $E_{\text{deriva}} = 130$ V/cm, el potencial de deriva es $V_{\text{deriva}} = 710$ V, el potencial de mesh es $V_{\text{mesh}} = 320$ V y la distancia de deriva es $d_{\text{deriva}} = 3$ cm. Con estos datos, es posible analizar los eventos de las simulaciones del mismo modo que se analizan los datos reales del experimento.

A continuación, quedan definidos criterios de selección que permitan aceptar o rechazar los eventos del fondo. Para ello, el primer criterio que deben cumplir los eventos de rayos X para ser aceptados es pertenecer al rango de energía $1 - 10$ keV, que es el rango en el que se buscan los axiones por el efecto Primakoff. Otro de los cortes viene dado por el hecho de que el número de trazas de rayos X sea uno, que ocurre el 98 % de las veces para sucesos de rayos X. Por otra parte, para abordar el resto de cortes es necesario definir x_i , y_i y z_i como las medidas en las componentes x , y y z , respectivamente. Además, se denominan \bar{x} , \bar{y} y \bar{z} como los valores promedios de dichos ejes, E_i como la energía en cada suceso y E_{Total} como la suma de todas ellas. De esta forma, el resto de criterios de discriminación vienen dados por los siguientes observables:

- Varianza en el plano XY: Sirve para definir el tamaño del evento en el plano XY y sigue la siguiente ecuación:

$$\sigma_{xy}^2 = \frac{1}{E_{\text{Total}}} \sum E_i (\bar{x} - x_i)^2 + E_i (\bar{y} - y_i)^2, \quad (3.1)$$

- Varianza en Z: Sirve para definir el tamaño del evento en la dimensión Z, es decir, el tiempo de medida. Sigue la siguiente ecuación:

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{E_{\text{Total}}} \sum E_i (\bar{z} - z_i)^2, \quad (3.2)$$

- Balance en el plano XY: Sirve para observar el equilibrio en el plano XY. Se debe obtener una función gaussiana de valor medio cero y cuya desviación es relativamente pequeña. Sigue la ecuación:

$$\sigma_{\text{Balance}} = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{\sigma_x + \sigma_y}, \quad (3.3)$$

- Asimetría en el plano XY: Sirve para estudiar la simetría en el plano XY. Se debe obtener una función gaussiana cuyo valor cero indica la simetría. Sigue la siguiente ecuación:

$$Skew_{xy} = \frac{1}{E_{\text{Total}} \sigma_{xy}^3} \sum E_i (\bar{x} - x_i)^2 + E_i (\bar{y} - y_i)^2. \quad (3.4)$$

- Asimetría en Z: Sirve para estudiar la simetría en el eje Z. Sigue la siguiente ecuación:

$$Skew_z = \frac{1}{E_{\text{Total}} \sigma_z^3} \sum E_i (\bar{z} - z_i)^2. \quad (3.5)$$

- Distancia a la pared del prisma fiducial (DtW): Sirve para conocer la distancia de un evento al centro del detector. Mediante este observable se implanta una distancia mínima al centro y desprecian los eventos que tengan una mayor distancia. Esta discriminación se basa en la idea de que los eventos provenientes del imán se focalizan en el centro del detector.

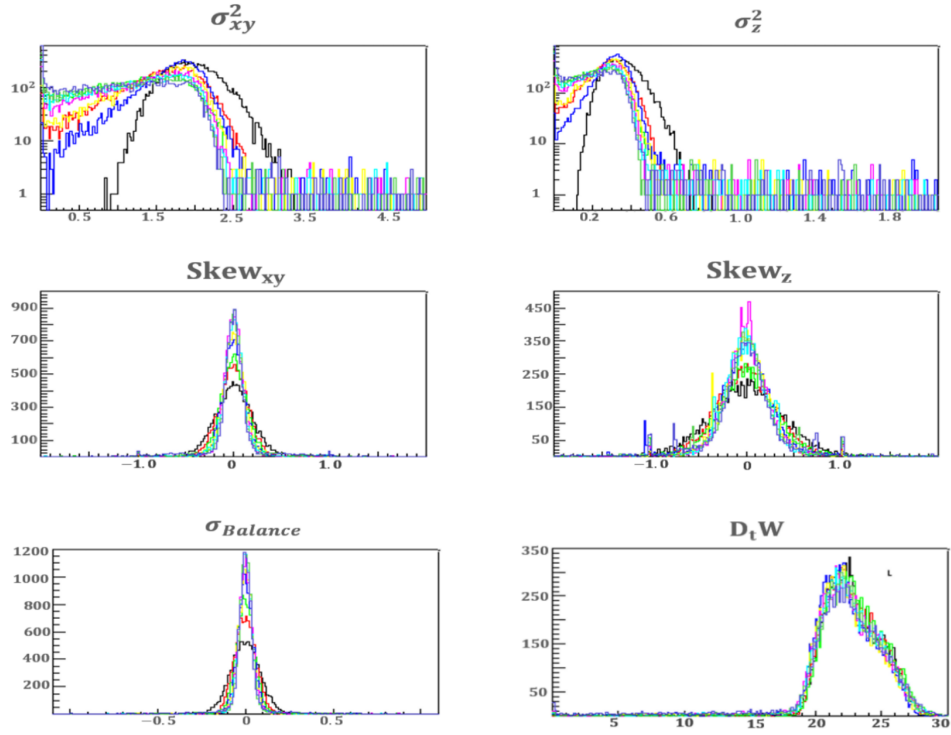
Finalmente, mediante la herramienta restPlots, que examina la información de nuestro análisis y permite realizar gráficas e histogramas de los observables definidos, es posible fijar ciertos cortes superiores e inferiores para cada observable y establecer unos límites. Tras un estudio detallado del efecto de cada observable (véase imagen 15), se aplican los cortes mostrados en la tabla 3.

Observable	Ar + iC ₄ H ₁₀	Xe + iC ₄ H ₁₀
Número de hits	> 1	> 1
Número de trazas	= 1	= 1
Varianza en el plano XY	< 2.6	< 12
Varianza en el eje Z	< 0.55	< 1.70
Balance en el plano XY	[-0.15, 0.15]	[-0.25, 0.25]
Asimetría en el plano XY	[-0.5, 0.5]	[-0.6, 0.6]
Asimetría en Z	[-1.12, 1.12]	[-1.1, 1.1]
DtW	> 17	> 14

Tabla 3: Cortes realizados en los observables para las simulaciones.

Se deduce por tanto, que las señales de rayos X que resultan de interés son puntuales, gaussianas y relativamente simétricas.

Argón



Xenón

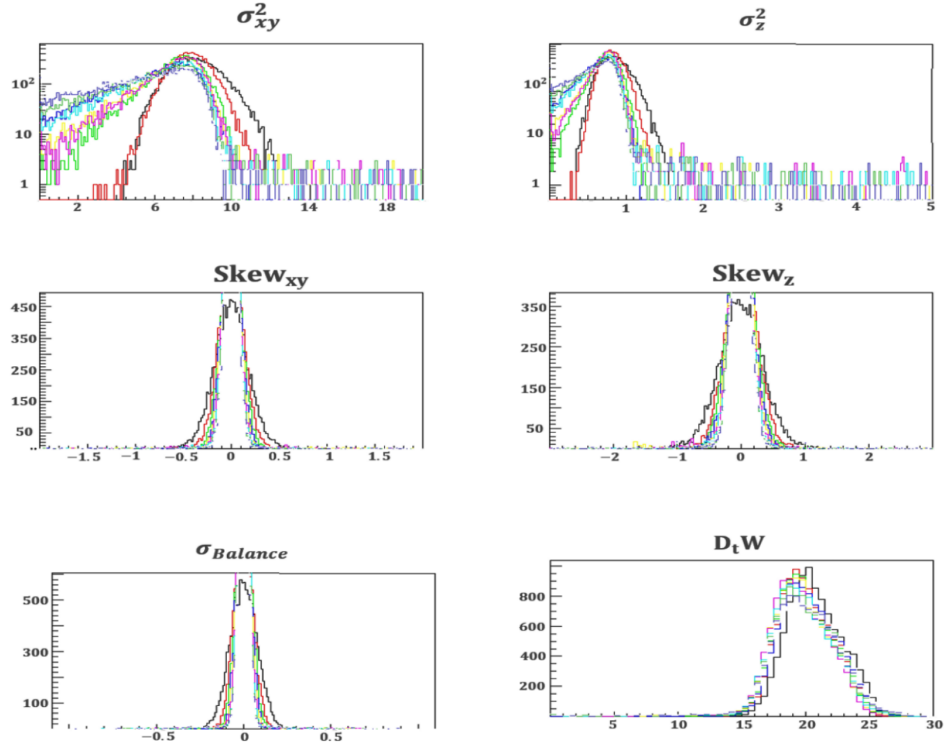


Figura 15: Simulaciones de eventos de rayos X con distintas energías para los observables. En las gráficas se representa el número de trazas frente a cada observable. Corresponde la línea negra a 1 keV, rojo 2 keV, verde claro 3 keV, azul oscuro 4 keV, amarillo 5 keV, rosa 6 keV, azul claro 7 keV, verde oscuro 8 keV y morado 9 keV

3.4. Resultados

Las partículas que se analizan en este estudio son muones cósmicos cuya energía va desde 0.2 hasta 328 GeV, neutrones cósmicos cuya energía media varía desde 10 hasta 1000 MeV y neutrones cósmicos de alta energía que van desde 1 hasta 10 GeV.

El objetivo es calcular el valor del fondo de las diferentes partículas como una constante b . Para ello, se comienza calculando el tiempo que se ha simulado como:

$$t = \frac{ie}{F \times S}, \quad (3.6)$$

siendo ie el número de eventos iniciales, F el flujo o contaminación y S el peso o superficie desde la que se lanzan las partículas. Con este valor es factible calcular el nivel de fondo normalizado (en energía, área y tiempo) de la siguiente forma:

$$b = \frac{c}{\Delta E \times t \times ac}, \quad (3.7)$$

donde c corresponde al número de cuentas que se obtienen tras el análisis, ΔE al rango de energías estudiado y ac al volumen activo o superficie donde se espera encontrar tales partículas.

Se conoce que el error de las cuentas obtenidas es $\sigma_c = \sqrt{c}$, por lo tanto, es posible calcular el error del fondo normalizado como:

$$\sigma_b^2 = \left(\frac{1}{E \times t \times ac} \right)^2 \sigma_c^2 = \left(\frac{1}{E \times t \times ac} \right)^2 c = \frac{b^2}{c}, \quad (3.8)$$

y se infiere que el error estadístico se calcula como $\sigma_b = b/\sqrt{c}$.

En este trabajo se analiza un rango de energías de 10 keV, un área ac correspondiente a la superficie del centro del plano de lectura, 6.76 cm², y se lanzan las partículas con una distribución angular de $\cos^2 \theta$ desde una superficie cuadrada S de 16 cm². Además, se toman las contaminaciones que se muestran en la tabla 4. El valor para los neutrones cósmicos se obtiene de [23] mientras que el de los muones cósmicos queda determinado por [24].

Partículas	Flujo (cuentas/s \times m ²)
Muones	125
Neutrones cósmicos	50
Neutrones cósmicos de alta energía	0.1

Tabla 4: Contaminación para cada partícula

En este proyecto se varía el valor del espesor del plomo y se analiza el efecto sobre el valor del fondo. Se simula una cantidad de dos días para los muones cósmicos, una semana para los neutrones cósmicos y un mes para los neutrones cósmicos de alta energía. Estos valores no son discrecionales, sino que atienden a la relación entre el tiempo de computación y la estadística.

Se realizan las simulaciones y el análisis como ya se ha mencionado en el apartado 3.3 y se efectúan todos los cortes para calcular el valor del fondo (véase tabla 3). Por otra parte, se calcula el valor del fondo cuando los únicos cortes que se emplean son que el número de hits sea mayor que uno para que se haya producido señal y que el rango de energías sea 0.1 – 10 keV. De esta forma, es viable evaluar la contribución de los cortes y la disminución que se obtiene gracias a ellos.

Tras el análisis de las simulaciones, se observa que en algunas de ellas (especialmente en el caso de los muones) el número de sucesos finales es tan pequeño que es imperativo aplicar una corrección estadística teniendo en cuenta la naturaleza Poissoniana de la medida. De esta forma, se aplica un intervalo de confianza del 95 % tomando el límite superior del establecido en la figura 16 (véase referencia [5]).

n	$1 - \alpha = 90\%$		$1 - \alpha = 95\%$	
	μ_1	μ_2	μ_1	μ_2
0	0.00	2.44	0.00	3.09
1	0.11	4.36	0.05	5.14
2	0.53	5.91	0.36	6.72
3	1.10	7.42	0.82	8.25
4	1.47	8.60	1.37	9.76
5	1.84	9.99	1.84	11.26
6	2.21	11.47	2.21	12.75
7	3.56	12.53	2.58	13.81
8	3.96	13.99	2.94	15.29
9	4.36	15.30	4.36	16.77
10	5.50	16.50	4.75	17.82

Figura 16: Intervalos de confianza para una variable Poissoniana

En primer lugar, se estudian las simulaciones para cada tipo de partícula de forma independiente. Respecto al estudio de los muones cósmicos, se obtienen los resultados con la corrección necesaria que se muestra en la tabla 5. En dicha tabla se evidencia el valor del fondo obtenido con los diferentes grosores de plomo. Se han realizado las simulaciones con las mezclas de gases Ar + iC₄H₁₀ y Xe + iC₄H₁₀. Además, para cada uno de los grosores se ha calculado el valor del fondo teniendo en cuenta el empleo o no de los cortes.

Muones			
Grosor plomo (mm)	Cortes	Ar + iC ₄ H ₁₀ b (c/keV/cm ² /s)	Xe + iC ₄ H ₁₀ b (c/keV/cm ² /s)
137.5	No	$(7.55 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(7.93 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
	Sí	$< 2.65 \times 10^{-7}$	$< 1.09 \times 10^{-6}$
275	No	$(7.21 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(3.81 \pm 0.02) \times 10^{-4}$
	Sí	$< 7.06 \times 10^{-7}$	$< 4.40 \times 10^{-7}$
412.5	No	$(7.00 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(7.49 \pm 0.44) \times 10^{-4}$
	Sí	$< 7.06 \times 10^{-7}$	$< 1.18 \times 10^{-6}$

Tabla 5: Fondo estimado junto con los errores para los muones con los diferentes grosores de plomo

En esta ocasión, se obtiene una estadística insuficiente tras aplicar los cortes, y por tanto, se opta por aplicar la corrección estadística mencionada y seleccionar los límites superiores de la tabla 16. El resultado final no es un valor exacto, sino que son cotas.

Analizando la tabla 5, queda demostrado que el efecto de los cortes es muy significativo, ya

que disminuye el valor del fondo en dos o tres órdenes de magnitud en cada caso. Para ambas mezclas de gases, los valores del fondo sin cortes son similares y la diferencia radica al efectuar los cortes. Cuando la mezcla de gas es $\text{Ar} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$, se observa que el valor del fondo con cortes ha aumentando en los grosores 275 mm y 412.5 mm respecto al valor de 137.5 mm, coincidiendo el resultado en ambos espesores. Por otra parte, cuando la mezcla es $\text{Xe} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$, el valor óptimo tras los cortes se produce cuando el grosor del plomo es de 275 mm. En el caso de 137.5 mm y 412.5 mm, es preciso señalar que tienen un orden de magnitud mayor que los obtenidos para el argón.

En las figuras 17 y 18 se muestran las cuentas/ $(\text{keV} \times \text{cm}^2 \times \text{día})$ respecto a la energía en las mezclas de argón y xenón, respectivamente. En cada una de estas gráficas se muestran los resultados para cada tipo de grosor. Se encuentran un mayor número de cuentas en el caso del $\text{Xe} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$ que en el de $\text{Ar} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$.

Resulta imprescindible advertir que no hay ninguna cuenta que aparezca correspondiente al grosor 137.5 mm en argón. En el resto de grosores tampoco dilucidamos un gran número de cuentas, por lo que ha sido indispensable realizar la estadística mencionada (tabla 16) para todos los valores de muones.

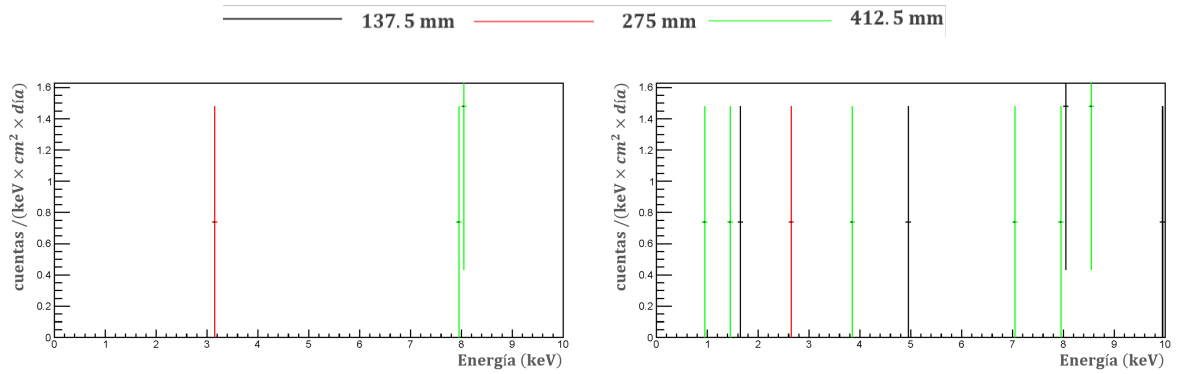


Figura 17: Fondo de muones en $\text{Ar} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$ Figura 18: Fondo de muones en $\text{Xe} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$

A continuación, se estudian los neutrones cósmicos. Los resultados obtenidos para ambas mezclas de gases y con los diferentes grosores se muestran en la tabla 6.

Neutrones cósmicos			
Grosor plomo (mm)	Cortes	Ar + $i\text{C}_4\text{H}_{10}$	Xe + $i\text{C}_4\text{H}_{10}$
		$b \text{ (c/keV/cm}^2\text{/s)}$	$b \text{ (c/keV/cm}^2\text{/s)}$
137.5	No	$(5.48 \pm 0.16) \times 10^{-6}$	$(1.43 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
	Sí	$(3.67 \pm 0.95) \times 10^{-7}$	$(1.03 \pm 0.16) \times 10^{-6}$
275	No	$(6.59 \pm 0.17) \times 10^{-6}$	$(1.49 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
	Sí	$(5.63 \pm 1.17) \times 10^{-7}$	$(1.88 \pm 0.22) \times 10^{-6}$
412.5	No	$(7.84 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	$(1.59 \pm 0.03) \times 10^{-5}$
	Sí	$(1.69 \pm 0.20) \times 10^{-6}$	$(2.98 \pm 0.27) \times 10^{-6}$

Tabla 6: Fondo estimado junto con los errores para los neutrones cósmicos con los diferentes grosores de plomo

La diferencia entre el caso sin cortes y con cortes no es tan grande como con los muones. En el caso de la mezcla de argón, el valor del fondo disminuye un orden de magnitud cuando el grosor es 137.5 mm y 275 mm respecto al caso sin cortes. Para el grosor de 412.5 mm, el porcentaje de

diferencia es de aproximadamente un 80 %. En el caso de la mezcla de xenón, sí que disminuye el fondo un orden de magnitud para todos los espesores. Para ambos gases se observa que los resultados con cortes van aumentando ligeramente con el grosor.

En las figuras 19 y 20 se muestran las cuentas/(keV \times cm² \times día) respecto a la energía en las mezclas de argón y xenón, respectivamente. Comparando estas gráficas, se denota un mayor número de cuentas en el caso del xenón que en el caso del argón, lo que evidencia que el valor del fondo sea mayor en el estudio del xenón. Además, predomina en ambas figuras el grosor 412.5 mm (línea verde), que también concuerda con los datos hallados.

En el caso de los neutrones cósmicos es especialmente importante el *quenching factor*. Este parámetro se define como la fracción de energía liberada en el retroceso a través de la ionización en comparación con la energía cinética total. Este factor no es el mismo que en el caso de los muones, sino que es variable. En un trabajo posterior sería necesario tener en cuenta este factor, ya que puede modificar ligeramente el valor del fondo normalizado.

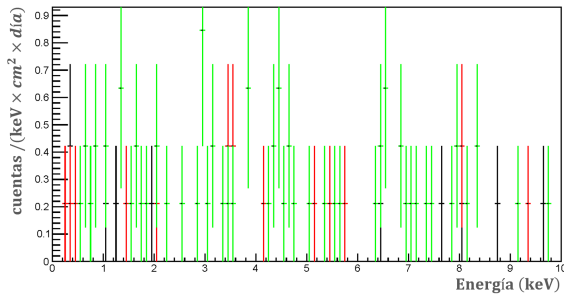


Figura 19: Fondo de neutrones cósmicos en Ar + iC₄H₁₀

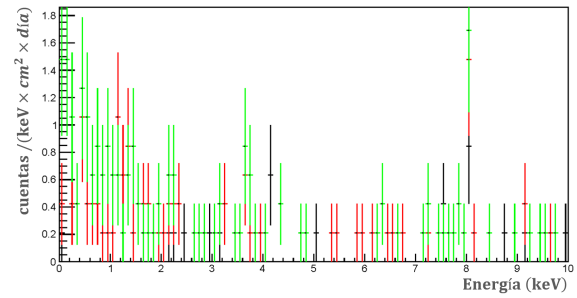


Figura 20: Fondo de neutrones cósmicos en Xe + iC₄H₁₀

Finalmente se estudia el caso de los neutrones cósmicos de alta energía. Los resultados para el fondo se muestran en la tabla 7.

Neutrones cósmicos de alta energía				
Grosor plomo (mm)	Cortes	Ar + iC ₄ H ₁₀ b (c/keV/cm ² /s)	Xe + iC ₄ H ₁₀ b (c/keV/cm ² /s)	
137.5	No	$(1.13 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	$(3.23 \pm 0.18) \times 10^{-7}$	
	Sí	$< 3.71 \times 10^{-8}$	$(6.08 \pm 1.83) \times 10^{-8}$	
275	No	$(1.08 \pm 0.11) \times 10^{-7}$	$(3.74 \pm 0.20) \times 10^{-7}$	
	Sí	$< 2.84 \times 10^{-8}$	$(7.73 \pm 2.07) \times 10^{-8}$	
412.5	No	$(1.39 \pm 0.12) \times 10^{-7}$	$(3.68 \pm 0.19) \times 10^{-7}$	
	Sí	$< 6.22 \times 10^{-8}$	$(4.42 \pm 1.56) \times 10^{-8}$	

Tabla 7: Fondo estimado junto con los errores para los neutrones cósmicos de alta energía en los diferentes grosores de plomo

Para ambos gases la diferencia entre el fondo con cortes y sin cortes es de un orden de magnitud, aproximadamente. Además se obtienen valores similares para el fondo sin cortes en cada gas y la mayor diferencia se evidencia cuando se realizan los cortes.

Se observan las cuentas/(keV \times cm² \times día) obtenidas respecto a la energía con ambos gases en las figuras 21 y 22. Se comprueba que el número de cuentas que se ha obtenido para el caso del argón es significativamente pequeño, por lo que se realiza la corrección estadística (tabla 16).

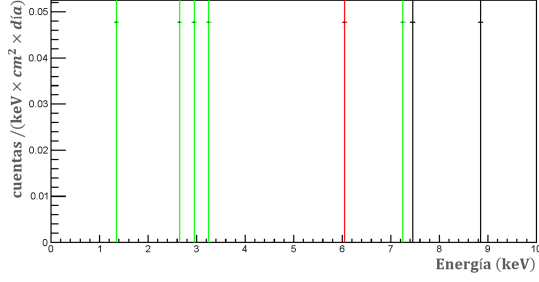


Figura 21: Fondo de neutrones cósmicos de alta energía en Ar + iC₄H₁₀

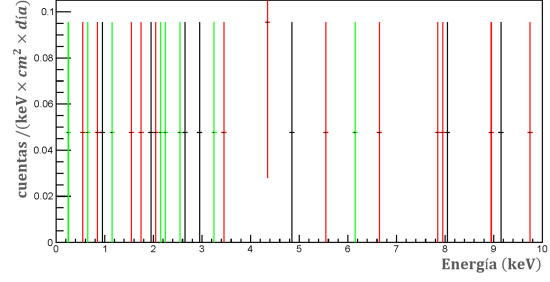


Figura 22: Fondo de neutrones cósmicos de alta energía en Xe + iC₄H₁₀

En el experimento IAXO-D0 el grosor del plomo tiene un valor de 275 mm. Si se estudia este espesor, se infiere un valor para el fondo total en la mezcla de Ar + iC₄H₁₀ de $b < 1.30 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s). Los resultados de este estudio sugerirían que el fondo está dominado por los muones en un 54 %.

En el caso de la mezcla de Xe + iC₄H₁₀, se obtiene un valor para el fondo total de $b < 2.40 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s). Además, este valor se encuentra dominado por los neutrones cósmicos, que suponen el 78 %. Tal y como se menciona en la sección 3.1, el objetivo es alcanzar un modelo de fondo con $b = 10^{-7} - 10^{-8}$ cuentas/(keV \times cm² \times s), lo cual no se ha logrado para los muones y neutrones cósmicos. Una forma de solucionar este problema sería mejorar los vetos y los cortes de xenón, lo que supondría optimizar los valores del fondo.

Seguidamente se estudian las consecuencias de reducir el espesor del plomo desde 275 mm hasta 137.5 mm. Se analiza la mezcla de Ar + iC₄H₁₀ y se determina un valor de fondo total de $b < 6.69 \times 10^{-7}$ cuentas/(keV \times cm² \times s). Es preciso destacar que este valor se ha reducido un 32 % si se compara con el espesor de 275 mm. En el caso de la mezcla de Xe + iC₄H₁₀, queda estipulado un valor para el fondo final de $b < 2.18 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s). Este parámetro es similar al obtenido para el grosor del experimento IAXO-D0.

Finalmente deben estudiarse las consecuencias de aumentar el grosor del plomo desde 275 mm hasta 412.5 mm. Para la mezcla de Ar + iC₄H₁₀ se obtiene un valor de fondo total de $b < 2.46 \times 10^{-6}$ cuentas/keV/cm²/s y para la mezcla de Xe + iC₄H₁₀ se determina un valor de $b < 4.20 \times 10^{-6}$ cuentas/(keV \times cm² \times s). Ambos valores han aumentado considerablemente si se comparan con los datos obtenidos con el grosor de 275 mm.

El efecto del grosor del blindaje es disminuir el fondo radiactivo externo. En esta casuística se observa que el fondo de muones y neutrones guarda una estrecha relación con el blindaje, adquiriendo valores superiores a medida que éste aumenta. Esto se explica debido a que cuando aumenta el espesor, también lo hace el número de productos secundarios en el blindaje de plomo. Los valores alcanzados quedan resumidos en la siguiente tabla:

Grosor plomo (mm)	Ar + iC ₄ H ₁₀ b_{total} cuentas/(keV \times cm ² \times s)	Xe + iC ₄ H ₁₀ b_{total} cuentas/(keV \times cm ² \times s)
137.5	$< 6.69 \times 10^{-7}$	$< 2.18 \times 10^{-6}$
275	$< 1.30 \times 10^{-6}$	$< 2.40 \times 10^{-6}$
412.5	$< 2.46 \times 10^{-6}$	$< 4.20 \times 10^{-6}$

Tabla 8: Fondo total obtenido

El trabajo futuro del grupo de investigación consistirá en implementar los vetos de muones. Esto reducirá significativamente los niveles de fondo y se alcanzarán los objetivos mencionados.

4. Conclusiones

Este trabajo se ha iniciado con la presentación de las evidencias que demuestran la existencia de Materia Oscura. Seguidamente se ha manifestado el candidato denominado axión, que explicaría las incógnitas que suscita tal materia. Todo ello se analiza sobre la base del experimento IAXO, que busca demostrar la existencia de estas partículas hipotéticas. En los últimos años se ha incrementado el interés por ellas, siendo factible con las mejoras tecnológicas estudiar más allá de las restricciones actuales.

El proyecto se ha basado en la simulación de eventos del ruido de fondo que tendrán lugar en el prototipo de este experimento, IAXO-D0. En concreto, se ha profundizado en la simulación de la interacción de muones cósmicos, neutrones cósmicos y neutrones cósmicos de alta energía con las mezclas de gases $\text{Ar} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$ y $\text{Xe} + i\text{C}_4\text{H}_{10}$. Además, estas simulaciones se han realizado variando el grosor del blindaje de plomo para ver la repercusión en los resultados del experimento.

El fondo radiactivo externo se reduce con el grosor del blindaje. Sin embargo, si se analiza la variación del espesor del plomo, se observa que el valor del fondo tras los cortes en los neutrones cósmicos y muones va aumentando progresivamente conforme lo va haciendo el grosor. Esta situación se puede explicar porque cuanto mayor es el espesor de la capa de plomo, mayor número de productos secundarios se forman en este blindaje. Por lo tanto, es posible afirmar que existe un compromiso entre la reducción del fondo y la producción de productos secundarios.

Si se estudia la diferencia entre los datos obtenidos tras los cortes y los datos obtenidos sin realizar los cortes, es preciso matizar que los muones se han reducido significativamente hasta tres órdenes de magnitud. Por lo tanto, se infiere que dichos cortes son adecuados para disminuir el fondo.

En el caso de los neutrones cósmicos y los neutrones cósmicos de alta energía, la disminución al aplicar los cortes no ha sido tan significativa, ya que en algunos casos el orden de magnitud no se ha visto reducido. La razón principal de esta diferencia se debe a que la topología de los muones, que atraviesan el detector sin modificar su dirección de movimiento, difiere a la de los rayos X. Por el contrario, la interacción de los neutrones cósmicos se asemeja más a la de los rayos X. Esto explica que los cortes para los neutrones cósmicos sean menos eficientes que para los muones.

Además, comparando el fondo obtenido para la mezcla de argón y la mezcla de xenón, se observa que para los tres grosores estudiados se obtiene un valor de fondo total menor en el caso del argón que en el del xenón tras los cortes. Por otro lado, si se estudia la contribución de cada componente por separado, se infiere que los neutrones cósmicos de alta energía son las partículas que menos contribuyen al valor del fondo total en ambos gases. Respecto a las simulaciones de muones y neutrones cósmicos, se obtienen unos resultados ligeramente inferiores para la mezcla de argón que para la de xenón.

En un primer instante, sería lógico pensar que es más efectivo emplear argón en lugar de xenón en el detector; sin embargo, sobre la base explicativa de los efectos que los cortes ocasionan en el xenón, se deduce que los cortes empleados no son óptimos para esta mezcla. Por lo tanto, es conveniente seguir desarrollando este estudio para una mejora de los cortes de xenón; para así dilucidar de forma más taxativa el tipo de gas a emplear en el detector. Además, no hay que olvidar la presencia del isótopo ^{39}Ar en la mezcla de argón, que deriva en un fondo provocado por la contaminación de los componentes del detector mayor que el que se produce en la mezcla de xenón.

De esta forma, se concluye que los resultados obtenidos para los muones y neutrones cósmicos son muy favorables y representan un importante avance en el estudio del modelo de fondo del prototipo IAXO-D0, y por tanto, del experimento IAXO. Estos valores concuerdan, en primera

aproximación, con las medidas que se han tomado experimentalmente en el experimento CAST y en el prototipo IAXO-D0. Se ratifica por tanto la hipótesis defendida en el presente trabajo, consistente en que los muones y neutrones cósmicos son la mayor componente del fondo total normalizado.

En aras de continuar con el estudio y maximizar los ya precisos resultados obtenidos, el siguiente paso consistiría en observar minuciosamente cada uno de los eventos que han superado los criterios de selección individualmente, teniendo esta metodología grandes visos de optimizar las restricciones que deben ser superadas.

A día de hoy, el objetivo prioritario del grupo de investigación consiste en diseñar un buen veto de muones. La idea es crear una capa en todas las direcciones posibles con vetos, de forma que puedan identificarse los muones y neutrones cósmicos mediante un método de anticoincidencia. Con esta técnica, se permitiría reducir considerablemente la componente del fondo de muones y neutrones cósmicos, donde se esperaría una reducción de casi dos órdenes de magnitud. Consecuentemente, se conseguiría reducir el fondo efectivo a 10^{-7} cuentas/(keV \times cm² \times s), que es el objetivo para BabyIAXO.

5. Bibliografía

- [1] Ray D' Inverno. *Introducing Einstein's Relativity*. Oxford University Press, 1992.
- [2] Steven Weinberg. *Gravitation and Cosmology*. New York: John Wiley y Sons, 1972. ISBN: 0471925675, 9780471925675. URL: <http://www-spires.fnal.gov/spires/find/books/www?cl=QC6.W431>.
- [3] Vera C Rubin y W Kent Ford Jr. «Rotation of the Andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions». En: *The Astrophysical Journal* 159 (1970), pág. 379.
- [4] K. G. Begeman, A. H. Broeils y R. H. Sanders. «Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 249.3 (abr. de 1991), págs. 523-537. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/249.3.523. eprint: <http://oup.prod.sis.lan/mnras/article-pdf/249/3/523/18160929/mnras249-0523.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/249.3.523>.
- [5] M. Tanabashi y col. «Review of Particle Physics». En: *Phys. Rev. D* 98.3 (2018), pág. 030001. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [6] Juan Antonio García. «Solar Axion search with Micromegas detectors in the CAST Experiment with ^3He as buffer gas». Tesis doct. Zaragoza U., 2015. arXiv: 1506.02601 [astro-ph.SR].
- [7] Roberto D Peccei y Helen R Quinn. «CP conservation in the presence of pseudoparticles». En: *Physical Review Letters* 38.25 (1977), pág. 1440.
- [8] E. Armengaud y col. «Axion searches with the EDELWEISS-II experiment». En: *JCAP* 1311 (2013), pág. 067. DOI: 10.1088/1475-7516/2013/11/067. arXiv: 1307.1488 [astro-ph.CO].
- [9] K Zioutas y col. «Axion searches with helioscopes and astrophysical signatures for axion(-like) particles». En: *New Journal of Physics* 11.10 (oct. de 2009), pág. 105020. DOI: 10.1088/1367-2630/11/10/105020. URL: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/10/105020>.
- [10] Igor G. Irastorza y Javier Redondo. «New experimental approaches in the search for axion-like particles». En: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 102 (2018), págs. 89-159. DOI: 10.1016/j.ppnp.2018.05.003. arXiv: 1801.08127 [hep-ph].
- [11] P. Sikivie. «Experimental Tests of the Invisible Axion». En: *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983). [321(1983)], págs. 1415-1417. DOI: 10.1103/PhysRevLett.51.1415, 10.1103/PhysRevLett.52.695.2.
- [12] Peter W. Graham y col. «Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles». En: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 65 (2015), págs. 485-514. DOI: 10.1146/annurev-nucl-102014-022120. arXiv: 1602.00039 [hep-ex].
- [13] Igor Irastorza y col. «The International Axion Observatory IAXO. Letter of Intent to the CERN SPS committee». En: (2013).
- [14] Elisa Ruiz Chóliz y Theopisti Dafni. «Caracterización del prototipo NEXT-MM del experimento NEXT para la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos del isótopo $\text{Xe}136$ ». En: (2013).
- [15] Ludovica Sartini y col. «Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2010).
- [16] M. Arik y col. «Search for Sub-eV Mass Solar Axions by the CERN Axion Solar Telescope with ^3He Buffer Gas». En: *Phys. Rev. Lett.* 107 (26 dic. de 2011), pág. 261302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.261302. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.261302>.

- [17] E Armengaud y col. «Conceptual design of the International Axion Observatory (IAXO)». En: *Journal of Instrumentation* 9.05 (mayo de 2014), T05002-T05002. DOI: 10.1088/1748-0221/9/05/t05002. URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F9%2F05%2Ft05002>.
- [18] JG Garza y col. «Micromegas for dark matter searches: CAST/IAXO & TREX-DM experiments». En: 174 (2018), pág. 01008.
- [19] J. G. Garza y col. «Low Background Micromegas in CAST». En: *J. Phys. Conf. Ser.* 650 (2015), pág. 012008. DOI: 10.1088/1742-6596/650/1/012008. arXiv: 1503.05107 [physics.ins-det].
- [20] S. Agostinelli y col. «GEANT4: A Simulation toolkit». En: *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), págs. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [21] *ROOT*. <https://root.cern.ch/>. 2019.
- [22] *Geometry Description Markup Language (GDML)*. <https://gdml.web.cern.ch/GDML/>. Mar. de 2017.
- [23] Peter KF Grieder. *Cosmic rays at Earth*. Elsevier, 2001.
- [24] «Ziegler formula». En: *IBM Journal of Research and Development*, Volume 40.Issue 1 ((1996)), págs. 19-39.